



**Ana Isabel Costa  
Pinto Alves**

**Dispositivos em fibra óptica para lasers de alta  
potência**



**Ana Isabel Costa  
Pinto Alves**

**Dispositivos em fibra óptica para lasers de alta  
potência**

dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Física, realizada sob a orientação científica do Dr. João Manuel da Silva de Sousa, Director de Engenharia da empresa Multiwave Photonics, S. A., e do Dr. Paulo Sérgio de Brito André, Investigador Auxiliar no Instituto de Telecomunicações Aveiro e Professor Auxiliar Convidado do Departamento de Física da Universidade de Aveiro.

## **o júri**

presidente

Prof. Dr. Fernão Rodrigues Vístulo de Abreu  
professor auxiliar da Universidade de Aveiro

Prof. Dr. Manuel Joaquim Bastos Marques  
professor auxiliar da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto

## **agradecimentos**

Nesta página quero expressar o meu agradecimento a todas as pessoas que me ajudaram e encorajaram ao longo da realização deste trabalho.

Ao meu orientador Dr. João Sousa pelo apoio, disponibilidade, conselhos e pelas críticas e sugestões relevantes levantadas ao longo deste trabalho.

Ao meu co-orientador Dr. Paulo André pelo apoio, orientação e por toda a ajuda a resolver os problemas burocráticos ao longo do mestrado.

À Dra. Rosa Romero por toda a ajuda, disponibilidade, paciência e pelos conselhos e sugestões que contribuíram para a resolução de diversos problemas, principalmente na fabricação dos adaptadores de modo.

Ao Dr. Luís Cadillon pela disponibilidade e ajuda na (rápida) obtenção das bobinas necessárias no trabalho.

Ao Prof. Luís Nero Alves, pela disponibilidade em responder prontamente aos meus e-mails e por toda ajuda e sugestões dadas na implementação do circuito eléctrico do laser Q-switched.

Ao Mestre Miguel Melo, pela disponibilidade e ajuda, principalmente na fabricação das redes de Bragg em fibra.

Ao Eng. Nuno Cabrita por toda a ajuda na parte electrónica deste trabalho, e por todo o apoio demonstrado.

Ao Dr. Martin Ole Berendt pelas sugestões e esclarecimento de pequenas dúvidas, dada a sua capacidade de colocar qualquer equipamento a funcionar ainda antes de eu perceber qual era o problema.

A todas as pessoas da empresa Multiwave Photonics, S.A. que de uma forma ou outra me apoiaram e ajudaram ao longo do trabalho.

Quero ainda agradecer à Multiwave Photonics S.A. pela oportunidade e por todas as condições cedidas ao longo do estágio de mestrado.

Fora do local de trabalho quero agradecer a todos os meus amigos, pelo apoio e esclarecimento de pequenas dúvidas, ou mesmo para perguntarem apenas se ainda era viva.

O meu muito obrigado ao António Trindade pelo seu apoio incansável, optimismo, motivação e paciência, e ainda pela ajuda na redacção da dissertação e por me “dar nas orelhas” quando era necessário.

E por fim mas não por último, agradeço à minha família pelo apoio incondicional e motivação ao longo da minha vida, sem os quais não teria chegado tão longe.

## palavras-chave

Lasers de fibra óptica, alta potência, Q-switching, adaptadores de modo, *tapers*.

## resumo

O presente trabalho tem como objectivo o desenvolvimento de dispositivos em fibra óptica que possam ser utilizados em lasers de fibra de alta potência. É desenvolvido um laser pulsado de fibra monomodo dopada com Ytérbio ( $\text{Yb}^{3+}$ ) pelo método de Q-switching, que pode ser utilizado como fonte de bombeamento de sistemas laser pulsados de elevada potência. De seguida é demonstrado um adaptador de modo de uma fibra monomodo para uma fibra de núcleo largo, com baixas perdas de inserção e excelente qualidade do modo, para integração futura da fonte de bombeamento num sistema MOPA. Esta dissertação é composta por uma introdução teórica aos lasers de fibra de elevada potência, e ao método de Q-switching. A descrição e caracterização do laser Q-switched desenvolvido, e o processo de construção do modulador magnetostritivo utilizado são também apresentados. Por fim, é efectuada uma descrição do adaptador de modo fabricado, dando particular atenção ao processo de produção dos *tapers* em fibra, e posteriormente são apresentados e discutidos os resultados obtidos.

**keywords**

Fiber laser, high power, Q-switching, mode field adaptors, tapers.

**abstract**

The objective of the present work is the development of fiber optic components for applications in high power fiber lasers. A pulsed  $\text{Yb}^{3+}$  doped single mode fiber laser is developed by the Q-switching method, which could be used as a pump source in high power pulsed fiber laser systems. The development of a mode field adaptor from a single mode to large mode area fiber is also related. The low insertion losses and the excellent beam quality of this component allows the integration of the pump source in a MOPA system. The following thesis contains a theoretical introduction to high power fiber lasers and the Q-switching method. The description and characterization of the developed Q-switched laser and the construction of the necessary magnetostrictive modulator are also presented. Finally, the demonstrated mode field adaptor is described, with particular emphasis on the production process of fiber tapers, with the results both presented and discussed.

# Índice

o júri  
agradecimentos  
resumo  
abstract  
Índice

1	Introdução .....	1
2	Lasers de Fibra .....	3
2.1	Introdução .....	3
2.2	Breve história dos lasers de fibra .....	3
2.3	Descrição de um laser de fibra .....	4
2.4	Fibras de sílica dopadas com Ytérbio .....	5
2.4.1	Propriedades gerais dos iões de terras raras em vidros .....	5
2.4.2	Espectroscopia do Ytérbio .....	5
2.5	Lasers de fibra de alta potência .....	7
3	Laser de fibra Q-switched .....	9
3.1	Princípios do Q-switching .....	9
3.2	Métodos de Q-switching .....	10
3.2.1	Q-switching activo .....	10
3.2.2	Q-switching passivo com absorvedores saturáveis .....	11
3.2.3	<i>All-Fiber</i> Q-switching .....	11
3.3	FBGs (Fiber Bragg Gratings) .....	12
3.3.1	Fabricação de FBGs (Fiber Bragg Gratings) .....	12
3.3.2	Sensibilidade da FBG .....	13
3.3.3	Apodização .....	14
3.4	Descrição do laser de fibra Q-switched .....	15
3.5	Modulador magnetostritivo .....	16
3.5.1	Materiais magnetostritivos: Terfenol-D .....	16
3.5.2	Descrição do modulador .....	16
3.5.3	Construção e caracterização do modulador .....	17
3.6	Caracterização do laser Q-switched .....	18
4	Adaptador de modo em fibra .....	27

4.1	Introdução .....	27
4.2	Tapers em fibra óptica .....	28
4.2.1	Adiabaticidade.....	29
4.3	Modo fundamental e constante de propagação de uma fibra .....	30
4.4	Fabricação do adaptador de modo .....	32
4.4.1	Fabricação de tapers em fibra.....	33
4.5	Resultados da adaptação do modo.....	35
4.5.1	<i>Splice</i> entre a fibra HI1060 – LMA 25/250 .....	35
4.5.2	Adaptador de modo da fibra HI1060 – LMA 25/250.....	37
4.5.3	Simulação da propagação da radiação no <i>taper</i> .....	43
5	Conclusões e trabalho futuro .....	45
5.1	Trabalho futuro .....	46
	Referências.....	48



# 1 Introdução

Os avanços nas técnicas de fabrico de fibras ópticas, seguidos da invenção do amplificador de fibra dopada com Érbio (EDFAs) em meados dos anos 80, conduziram ao desenvolvimento de lasers de fibra utilizando fibras de sílica dopadas com íons de terras raras. Nos últimos anos, estes lasers têm sido alvo de grandes desenvolvimentos, substituindo em algumas áreas os lasers do estado sólido convencionais. As principais atracções dos lasers de fibra são o seu elevado brilho, elevada eficiência, reduzidas dimensões e baixo custo.

Os díodos laser de elevada potência desenvolvidos nos últimos anos, e o bombeamento feito a partir da bainha da fibra, juntamente com o aumento da largura do núcleo desta foram a chave para o aumento da potência de saída dos lasers de fibra. Potências de saída tão elevadas como 110 W foram geradas num laser de fibra CW (*“continuous wave”*), utilizando fibras de dupla bainha dopadas com Yb<sup>3+</sup> [1]. Os lasers pulsados permitem escalar a potência para o nível dos kilowatts. Potências de pico superiores a uma centena de kW, obtidas em lasers de fibra pelo método de Q-switching foram relatadas em vários artigos [2], [3], [4], [5]. Já é possível encontrar comercialmente lasers em fibra CW com poucos kilowatts e lasers pulsados com algumas dezenas de kilowatts de potência de pico.

Actualmente, os lasers pulsados em fibra são uma importante área de desenvolvimento dos lasers de fibra, com aplicações em processamento de materiais, sistemas LIDAR (*Light Detection and Ranging*), detecção remota, cirurgia laser, projectores de imagem laser, e espectroscopia.

O íon de Ytérbio com a sua elevada eficiência óptica e largura de banda do ganho relativamente larga, permite o desenvolvimento de lasers de fibra de elevada potência, quer no regime CW (*continuous wave*) ou pulsado. Deste modo, um meio de ganho constituído por fibras de sílica dopadas com Yb<sup>3+</sup> torna-se bastante atractivo para utilização tanto em lasers como amplificadores.

Este trabalho descreve o desenvolvimento de um laser pulsado em fibra monomodo dopada com Yb<sup>3+</sup> de alta potência. Para tal utilizou-se o método de Q-switching, uma técnica apropriada para a obtenção de impulsos curtos (da ordem dos nanosegundos) e de elevada potência. Características como as reduzidas dimensões e taxas de repetição acima dos 100 kHz são também requeridas para este dispositivo. Este laser poderá futuramente ser utilizado como fonte de bombeamento do sistema MOPA (*Master-Oscillator Power Amplifier*) pulsado que está a ser desenvolvido na Multiwave Photonics, S. A., entre outras aplicações.

A técnica de Q-switching baseia-se na utilização de um dispositivo óptico que permite modular as perdas na cavidade, fazendo variar rapidamente o factor Q da cavidade, entre um valor baixo, e um valor elevado. Esta modulação pode ser efectuada utilizando diversas técnicas de Q-switching activo ou passivo. No entanto, tendo em conta as características pretendidas do laser, a técnica de Q-switching activo apresenta-se mais vantajosa.

Neste trabalho descreve-se o desenvolvimento de um laser Q-switched totalmente construído em fibra. Para modular o factor Q da cavidade foi construído um modulador, baseado na técnica de Q-switching activo, utilizando um material magnetostritivo. Este material, quando sujeito a um campo magnético altera as suas dimensões. Assim, quando se liga o material a uma FBG (*Fiber Bragg Grating*), o comprimento de onda de Bragg desta pode ser deslocado relativamente ao outro espelho da cavidade. Deste modo é possível modular as perdas na cavidade e produzir o Q-switching. A configuração do laser baseada neste modulador foi montada, testada e optimizada. O princípio utilizado neste laser foi baseado num trabalho anterior, onde a fibra utilizada como meio de ganho foi uma fibra de Er<sup>3+</sup> [6].

Nos sistemas MOPA, o desenvolvimento de fibras LMA (*“Large Mode Area”*) foi crucial para aumentar a potência de saída destes. O aumento do tamanho do núcleo permite diminuir a densidade de potência e os efeitos não lineares nestas fibras. Em contrapartida, o número de modos guiados pela fibra é superior, sendo mais difícil evitar o acoplamento entre modos de ordem superior e assegurar a propagação do modo fundamental. A utilização de fontes de bombeamento em fibra monomodo ajuda a preservar a qualidade do modo fundamental neste tipo de lasers. No entanto, a elevada diferença na geometria das duas fibras conduz a elevadas perdas, excitando modos de ordem superior.

Um adaptador de modo da fibra monomodo HI1060, para a fibra LMA (*“Large Mode Area”*) 25/250 (com núcleo de 25  $\mu\text{m}$ ) foi demonstrado neste trabalho. Este componente permite diminuir a diferença entre os modos destas duas fibras, preservando o modo fundamental da fibra monomodo para a fibra LMA com elevada estabilidade e baixas perdas. O conversor de modo baseia-se na união entre as fibras, após a fabricação de um *taper* na fibra LMA. O *taper* altera o diâmetro da fibra ao longo de um determinado comprimento, modificando o tamanho do modo de forma a melhorar a qualidade do feixe de saída do laser [7], [8].

No capítulo 2, são abordadas as propriedades, assim como as vantagens e desvantagens dos lasers de fibra. Dá-se particular atenção aos lasers de fibra de alta potência, e às formas de escalar a potência de saída nestes sistemas, principalmente através da utilização de fibras LMA (*Large Mode Area*) de dupla bainha. As propriedades espectroscópicas do Ytérbio (Yb<sup>3+</sup>) para utilização em lasers de fibra de sílica são também referidas.

O capítulo 3 descreve o desenvolvimento de um laser Q-switched em fibra dopada com Yb<sup>3+</sup> e do respectivo modulador utilizado. São abordados os princípios teóricos da técnica de Q-switching, assim como os métodos mais utilizados nos sistemas laser práticos, dando particular atenção ao princípio utilizado no laser Q-switched desenvolvido. O processo de construção do modulador é descrito, e são apresentados os resultados da sua caracterização. O circuito para modular a corrente aplicada ao material magnetostritivo é mostrado e otimizado. Apresentam-se também os resultados das características do laser Q-switched obtidas, variando a frequência da onda de modulação aplicada.

A técnica utilizada para fabricar o adaptador de modo é descrita no capítulo 4. Neste capítulo é também descrito o processo de produção dos *tapers* em fibra, com diferentes diâmetros e comprimento. Os resultados obtidos com o adaptador de modo fabricado utilizando diferentes parâmetros são apresentados e discutidos. É ainda realizada a monitorização das perdas e qualidade do modo deste componente variando a temperatura. Por fim, são apresentados os resultados da simulação do perfil teórico dos *tapers* fabricados, sendo comparados com os valores experimentais.

No capítulo 5 é apresentado um resumo do trabalho realizado com as principais conclusões, e são descritas algumas melhorias a implementar no laser desenvolvido, e direcções para futuros trabalhos.

## 2 Lasers de Fibra

### 2.1 Introdução

O Laser (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) tem actualmente aplicações nas mais diversas áreas de tecnologia, nas telecomunicações, indústria e medicina. O primeiro laser foi criado no início dos anos 60, e desde então, vários tipos de lasers, com diferentes características, tem sido desenvolvidos.

Os lasers do estado sólido convencionais, com elevadas energias dos impulsos e elevadas taxas de repetição são um exemplo. No entanto, os problemas térmicos (resultantes do tamanho do meio activo), a baixa eficiência, o elevado tamanho, e fraca qualidade do feixe, inerentes a este tipo de lasers conduziu ao desenvolvimento de sistemas laser alternativos.

Os lasers de fibra com características como elevada eficiência, elevado brilho, reduzidas dimensões, robustez, excelente dissipação do calor e baixo custo, constituem uma alternativa competitiva aos lasers do estado sólido convencionais.

Nos lasers de fibra, o elevado comprimento do meio activo possibilita elevados ganhos na fibra. As pequenas dimensões da fibra, aliadas ao seu longo comprimento de interacção, conduzem a uma elevada razão entre a superfície e o volume activo da fibra, resultando numa excelente dissipação do calor.

A geometria do guia de onda da fibra reduz a distorção térmica no meio de ganho, permitindo obter feixes ópticos de elevada qualidade, mantendo a difracção limitada, mesmo para níveis de potência elevados. O bombeamento do laser é geralmente feito por díodos laser, e a cavidade laser pode ser toda construída em fibra, permitindo lasers compactos e de elevada estabilidade, dado que não são necessários componentes mecânicos num grande espaço da cavidade. Nos lasers de fibra o ganho por passagem na cavidade é muito elevado, devido ao confinamento do feixe na fibra e às excelentes propriedades dos iões de terras raras. Deste modo, nos lasers de fibra o limiar de acção laser é geralmente baixo, e a sua eficiência é elevada, podendo chegar aos 80% no caso do Yb<sup>3+</sup>. Todas estas propriedades atraíram a pesquisa e desenvolvimento de sistemas laser de fibra óptica nos últimos anos.

### 2.2 Breve história dos lasers de fibra

O primeiro laser de fibra surgiu em 1961, e foi desenvolvido por Snitzer utilizando o neodímio [9]. Este laser foi bombeado lateralmente, e apenas permitia o funcionamento no regime multimodo. Na altura, apesar da eficiência deste laser ser muito baixa, esta podia ser incrementada através do bombeamento longitudinal na fibra, proposto por Stone e Burrus em 1973 [10].

Apesar de todos estes desenvolvimentos desde a sua invenção, os lasers de fibra não suscitaram muito interesse devido ao seu fraco desempenho quando comparados com os lasers do estado sólido convencionais, em grande parte, devido às fontes de bombeamento disponíveis na altura. Só em meados dos anos 80, surgiu um novo interesse na tecnologia dos lasers de fibra. Para isso, contribuíram o desenvolvimento de fontes de bombeamento compactas, económicas e de elevada potência, como os díodos laser, e os avanços nas técnicas de fabricação das fibras,

pelo método MCVD (*Modified Chemical Vapor Deposit*) [11], que conduziram à descoberta das fibras monomodo dopadas com terras raras, com baixas perdas e elevada eficiência.

A invenção do *Amplificador de Fibra Dopada com Érbio* (EDFA – *Erbium-doped fiber amplifier*), em 1987 por D. N. Payne e o seu grupo, veio revolucionar o mercado das telecomunicações ópticas

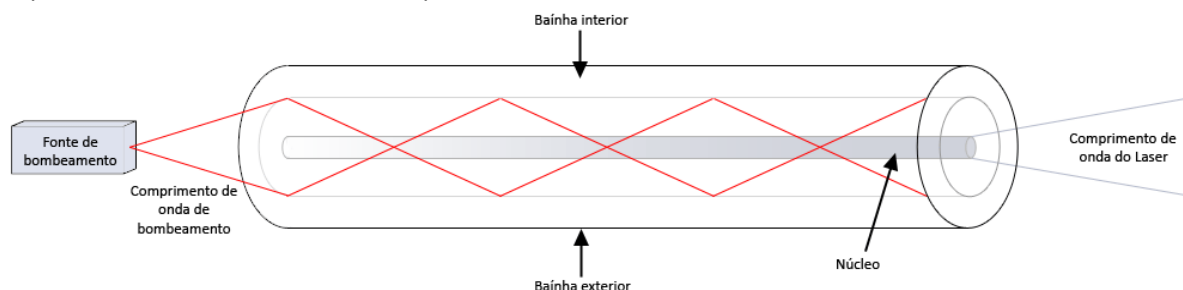
[12]. O aparecimento do EDFA alargou o interesse em fontes com elevada potência de saída. Com este intuito, foram desenvolvidos lasers de fibra dopada com  $\text{Yb}^{3+}$  e lasers de fibra dopada com  $\text{Nd}^{3+}$  de forma a aumentar a potência dos lasers de fibra.

O primeiro laser de fibra de Yb foi desenvolvido em 1962 por Etzel, Gandy e Ginther [13], despertando inicialmente pouco interesse devido ao ião de  $\text{Nd}^{3+}$  que se apresentava mais vantajoso. O  $\text{Nd}^{3+}$  funciona num esquema de bombeamento de quatro níveis, enquanto que o  $\text{Yb}^{3+}$  funciona num esquema de três ou quasi-quatro níveis. No entanto, o ião  $\text{Yb}^{3+}$  oferece muitas vantagens em sistemas de alta potência, que serão discutidas neste capítulo.

## 2.3 Descrição de um laser de fibra

O processo de emissão estimulada constitui o princípio básico de funcionamento de qualquer tipo de laser. Através deste processo são criados fótons com iguais características, cada vez que o feixe de radiação é reflectido nos espelhos da cavidade laser e passa pelo meio de ganho, permitindo assim a amplificação da luz.

No laser de fibra, a fibra óptica funciona como meio de ganho. Geralmente, são utilizadas fibras de sílica, onde o núcleo é dopado com um ião de terras raras, permitindo a amplificação do sinal por emissão estimulada quando sujeita a bombeamento. Na Figura 2.1 encontra-se esquematizado um laser de fibra dupla bainha.



**Figura 2.1** – Esquema simplificado de um laser de fibra dopado com terras raras.

Para formar a cavidade ressonante do laser podem-se utilizar espelhos ou redes de Bragg em fibra (FBG – *Fiber Bragg Grating*). As FBG's funcionam como espelhos de alta reflectividade para o comprimento de onda de emissão, e permitem obter cavidades laser com menos perdas, sendo preferíveis aos convencionais espelhos dieléctricos.

O bombeamento deste tipo de lasers não é feito recorrendo a lâmpadas ou descargas eléctricas como ocorre em lasers convencionais como os de  $\text{CO}_2$  e de Nd:YAG. É necessário recorrer a fontes laser, na sua maioria lasers semicondutores ou lasers de fibra. O desenvolvimento de fontes de bombeamento compactas, de alta potência e baixo custo, potenciaram um aumento no interesse dos lasers de fibra, que actualmente competem e substituem os lasers do estado sólido convencionais nas mais diversas áreas.

## 2.4 Fibras de sílica dopadas com Ytérbio

### 2.4.1 Propriedades gerais dos íons de terras raras em vidros

As terras raras possuem características importantes que as distinguem de outros tipos de íons: emitem e absorvem numa gama de comprimentos de onda estreita, o material hospedeiro não tem grande influência nos comprimentos de onda das transições de emissão e absorção, as intensidades dessas transições são fracas, o tempo de vida dos estados metaestáveis é longo, e as eficiências quânticas tendem a ser elevadas. Estas propriedades resultam da natureza dos estados envolvidos nestes processos, e conduzem a um excelente desempenho dos íons de terras raras em muitas aplicações ópticas. [14]

Alguns dos íons de terras raras mais comuns em lasers de fibra são: Neodímio ( $\text{Nd}^{3+}$ ), Érbio ( $\text{Er}^{3+}$ ), Ytérbio ( $\text{Yb}^{3+}$ ), Túlio ( $\text{Tm}^{3+}$ ), Hólmio ( $\text{Ho}^{3+}$ ), Samário ( $\text{Sm}^{3+}$ ) e Praseodímio ( $\text{Pr}^{3+}$ ). O íon utilizado ao longo deste trabalho como meio de ganho no laser de fibra foi o Ytérbio. Este íon apresenta várias vantagens que tornam atractiva a sua utilização em lasers de fibra de alta potência. Para entender melhor as vantagens e características do  $\text{Yb}^{3+}$ , é necessário estudar primeiro os vários processos de transferência de energia que ocorrem nos íons de terras raras que podem influenciar o desempenho de um laser.

Nos lasers, o processo predominante são as transições radiativas, isto é, a interacção entre os íons e o campo electromagnético, dando origem à emissão e absorção de fotões. No entanto, existem outros tipos de interacções, que podem conduzir à diminuição da eficiência de um laser. Nos sistemas dopados com íons de terras raras podem ocorrer algumas transições não radiativas, como resultado da interacção dos íons com o material hospedeiro, situação que corresponde à emissão e absorção de fonões.

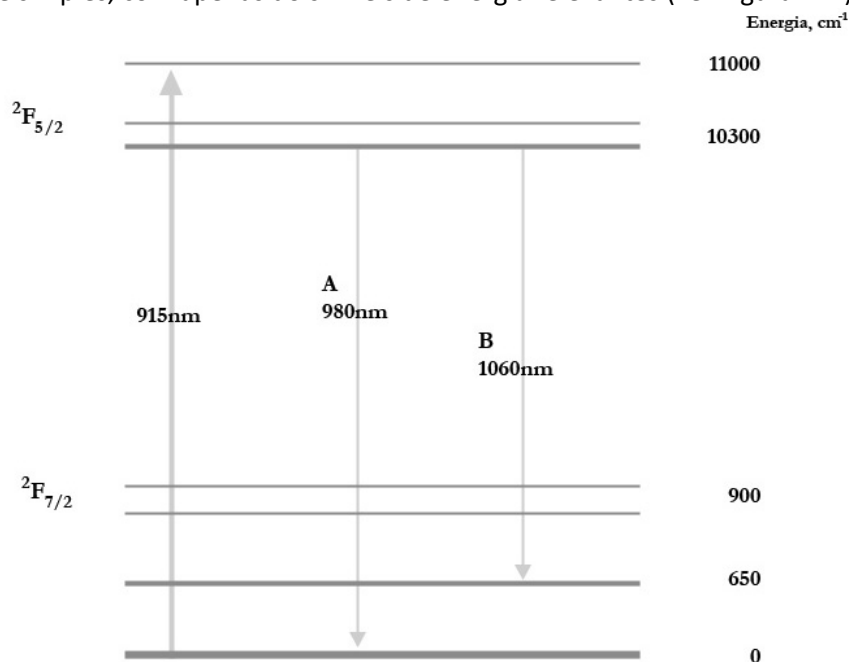
As situações anteriores referem-se apenas a íons isolados. No entanto, também pode haver interacção entre íons, processo que se manifesta principalmente pela transferência ou partilha de energia entre estes. Estes processos podem ocorrer entre íons de terras raras da mesma espécie ou de espécies diferentes, e podem aumentar ou diminuir a eficiência dos dispositivos luminescentes. O processo de *relaxação cruzada* (cross relaxation) é o processo através do qual um íon no estado excitado transfere parte da sua energia para um íon vizinho. No processo de *up-conversion cooperativo* (cooperative up-conversion) são necessários dois íons no estado excitado. Um dos íons transfere a toda a sua energia para o outro íon e decai para o estado fundamental, enquanto o outro íon absorve a energia e passa para um nível de energia superior. Um outro processo existente é o “*concentration quenching*” que corresponde a uma redução da eficiência quântica de um íon com o aumento da concentração desse íon.

As secções cruzadas dos íons de terras raras são parâmetros importantes para descrever um laser. Estas representam essencialmente a interacção da luz e do íon em função da frequência ou comprimento de onda da luz [15]. A secção cruzada de absorção está geralmente relacionada com o comprimento de onda de bombeamento e a secção cruzada de emissão com o comprimento de onda de emissão laser. Através da espectroscopia das transições de absorção e emissão podemos estudar as propriedades dos íons de terras raras.

### 2.4.2 Espectroscopia do Ytérbio

Os lantanídeos e os actínídeos constituem os dois grupos em que se dividem as terras raras, cada um deles com 14 elementos. Nos lasers de fibra apenas são usados os lantanídeos, dado que a maioria dos actínídeos não têm isótopos suficientemente estáveis que possam ser usados

nestes dispositivos. O Yb é uma das terras raras que pertence ao grupo dos lantanídeos. Quando inserido num material hospedeiro, como por exemplo a sílica, o Yb torna-se triplamente ionizado (Yb<sup>3+</sup>). Comparado com outras terras raras, o esquema de níveis de energia do íon Yb<sup>3+</sup> é relativamente simples, com apenas dois níveis de energia relevantes (ver Figura 2.2).



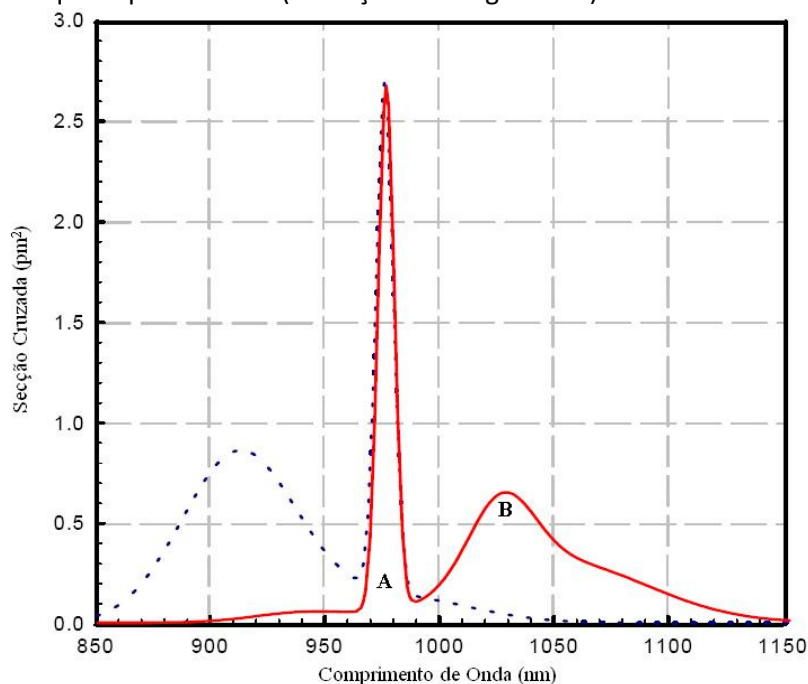
**Figura 2.2** – Diagrama de níveis de energia do Yb<sup>3+</sup>.

Estes consistem em duas bandas: a banda do estado fundamental  $^2F_{7/2}$ , e a banda do estado excitado (nível metaestável)  $^2F_{5/2}$ . O estado fundamental e o estado excitado dividem-se em 4 e 3 subníveis, respectivamente. Este desdobramento dos níveis de energia deve-se ao *efeito Stark* (desdobramento das linhas espectrais por aplicação de um campo eléctrico externo). O grande espaçamento entre a banda do estado fundamental e a banda do estado excitado reduz significativamente o decaimento não radiativo com emissão de vários fonões a partir do nível  $^2F_{5/2}$ . A inexistência de níveis de energia superiores diminui consideravelmente a absorção do estado excitado (ESA – *Excited State Absorption*), tanto para o comprimento de onda do bombeamento como para o de emissão. O processo de “*up-conversion*” cooperativo (através do qual dois íões de Yb<sup>3+</sup> excitados emitem um fóton com o dobro da energia) e o processo de transferência de energia íão-íão por *concentration quenching* são também reduzidos. O tempo de vida radiativo do estado excitado  $^2F_{5/2}$  do Yb<sup>3+</sup> é relativamente longo, constituindo mais uma vantagem desta terra rara. Este tempo, dependendo do tipo de material hospedeiro da fibra, varia entre os 700-1400  $\mu$ s.

Na Figura 2.3 está representado o espectro de emissão e absorção dos íões de Ytérbio em fibras de sílica. A larga banda de absorção estende-se desde ~850 - 1070 nm, possibilitando uma grande flexibilidade em termos de comprimentos de onda de bombeamento. Nesta banda observam-se dois picos de absorção principais, no comprimento de onda de 915 nm e 975 nm. A banda de emissão também bastante larga, estende-se desde aproximadamente 975nm até perto dos 1200 nm. A proximidade dos comprimentos de onda de emissão laser e bombeamento, traduz-se num defeito quântico muito pequeno (menos de 10%), possibilitando uma eficiência muito elevada, sendo esta a principal característica do uso do Yb para lasers de fibra de alta potência.

Os lasers de fibra de Yb podem operar como um sistema de três níveis, ou um sistema de quasi-quatro níveis. Para transições abaixo dos 990 nm, temos um sistema de três níveis

(transição A na Figura 2.3), enquanto que nas transições acima deste comprimento de onda, temos um carácter quasi-quatro níveis (transição B na Figura 2.3).



**Figura 2.3** - Seção cruzada de absorção (risca a tracejado) e emissão (risca vermelha) do  $\text{Yb}^{3+}$  na sílica [15].

O comprimento de onda de emissão do laser desenvolvido neste trabalho situa-se próximo dos 1060 nm. Este comprimento de onda tem a vantagem de ter um elevado ganho e uma absorção quase nula. No entanto, é necessário escolher cuidadosamente o comprimento de onda de bombeamento do laser. No comprimento de onda de 975 nm, a secção cruzada de absorção do  $\text{Yb}^{3+}$  é muito elevada, e por isso não é necessário um comprimento de fibra tão longo. Mas para este comprimento de onda a secção cruzada de emissão é também elevada, sendo preciso considerar os efeitos da emissão espontânea amplificada (ASE – *Amplified Spontaneous Emission*) principalmente quando a potência do sinal de entrada é pequena. O bombeamento próximo do comprimento de onda de emissão laser também permite um aumento na eficiência quântica do laser, constituindo mais uma vantagem no bombeamento a 975 nm. No entanto, em termos de custos, os lasers de bombeamento a 915 nm são mais baratos, pois não necessitam de ser estabilizados em temperatura. Contudo, tendo em conta as elevadas potências de saída que se pretendem no laser desenvolvido ao longo deste trabalho, o comprimento de onda de 975 nm, apesar das desvantagens, oferece mais vantagens para bombeamento da fibra de  $\text{Yb}^{3+}$ .

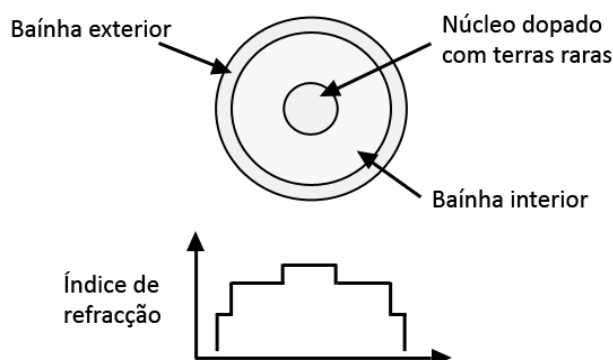
## 2.5 Lasers de fibra de alta potência

Os lasers de fibra de alta potência são atractivos para diversas aplicações dados os baixos limiares e elevadas eficiências possíveis. No entanto, o seu desempenho está limitado por vários factores que devem ser ultrapassados.

As altas potências disponíveis actualmente nos díodos laser de bombeamento permitem aumentar em várias ordens de grandeza a potência de saída destes lasers. No entanto, as reduzidas dimensões do núcleo das fibras monomodo limitam a potência de saída nos lasers de fibra monomodo. Quando se injectam elevadas potências de bombeamento no núcleo da fibra, a densidade de potência é elevada podendo conduzir a danos na fibra. O limiar do dano na fibra é

de cerca de  $5 \text{ W}/\mu\text{m}^2$  [16]. A solução para ultrapassar este problema consiste em aumentar o tamanho do núcleo da fibra, e assim diminuir a densidade de potência nesta. Este tipo de fibras, designadas de fibras LMA (*Large Mode Area*), permitem reduzir os efeitos não lineares e aumentar o valor limiar do dano na fibra. No entanto, o aumento do tamanho do núcleo conduz a um aumento do número de modos guiados pela fibra. Estes modos de ordem superior diminuem a qualidade do feixe e reduzem a eficiência do laser. Para minimizar estes problemas, estas fibras são fabricadas com uma abertura numérica muito baixa que permite a sua operação no modo fundamental, ou uma redução do número de modos guiados na fibra. Contudo, esta técnica traduz-se numa elevada sensibilidade da fibra a curvaturas.

O bombeamento do laser através da bainha proporcionou um aumento do nível de potência de saída dos lasers. As fibras de dupla bainha (*double-cladding*) [17] têm um ângulo de aceitação maior, e podem ser bombeadas por díodos laser de elevada potência. Como se pode observar na Figura 2.4, estas fibras são constituídas por um núcleo monomodo, rodeado por uma bainha multimodo, e esta por sua vez rodeada por uma bainha exterior. Apenas o núcleo é dopado com terras raras, por onde o sinal é guiado. O bombeamento é acoplado na bainha interior. A luz bombeada propaga-se na bainha interior e no núcleo. Conforme atravessa o núcleo, a luz é absorvida pelo dopante permitindo que a radiação seja amplificada. A bainha exterior com índice de refração inferior mantém a luz bombeada confinada. O facto da bainha interior funcionar num regime altamente multimodo permite que o núcleo seja bombeado com uma potência maior do que a que poderia ser propagada neste, permitindo que díodos laser com elevada potência e baixo brilho possam ser utilizados como fonte de bombeamento do laser. Os lasers de fibras dupla bainha permitem assim transformar a luz com baixo brilho e carácter multimodo destes díodos laser de elevada potência, em radiação laser com um único modo e elevado brilho.



**Figura 2.4** – Desenho esquemático da configuração de uma fibra de dupla bainha, e o respectivo perfil do índice de refração.

Uma vez que a maioria dos raios lançados na bainha interior são raios helicoidais, nem todos os raios passam pelo centro da fibra, e consequentemente pelo núcleo desta. Desta forma, o formato da bainha interior nem sempre é circular, para permitir que o acoplamento da luz bombeada seja mais eficiente. Existem várias formas de otimizar a radiação bombeada da bainha interior para o núcleo, através do deslocamento do núcleo do centro, ou utilizando uma bainha interior com diferentes formatos (rectangular, forma de D, entre outros).

No entanto, como a interação entre o bombeamento e o dopante é pequena, e por isso a potência de bombeamento absorvida por comprimento de fibra é menor, são necessários longos comprimentos de fibra, quando comparamos com as fibras monomodo de bainha simples.

Desta forma, a combinação do bombeamento através da bainha com as fibras LMA constitui a melhor forma de escalar a potência de saída nos lasers de fibra. Os lasers de fibra de alta potência estão actualmente disponíveis com potências na gama dos kilowatts, e uma excelente qualidade do feixe.



## 3 Laser de fibra Q-switched

O método de Q-Switching é uma técnica largamente utilizada para a geração de impulsos num laser. Este método é adequado na obtenção de impulsos gigantes, com elevada potência de pico, e com durações da ordem dos nanosegundos.

Este tipo de lasers tem variadas aplicações em áreas como a medicina (em cirurgia laser, diagnósticos, tratamentos médicos), processamento de materiais, sistemas LIDAR (Light Detection and Ranging), detectores remotos, na área da óptica não linear, Reflectometria Óptica no domínio do tempo (OTDR – *Optical Time Domain Reflectometry*), detecção de gás, *distributed sensing*, *range finding* e soldadura.

O desenvolvimento de esquemas de bombeamento na bainha e de métodos de Q-switching têm permitido o desenvolvimento de sistemas laser Q-switched em fibra, com elevadas potências de pico, elevada energia e reduzida largura de impulso. Para lasers deste tipo com apenas um estágio de amplificação, foram obtidas potências de pico de 175 kW com impulsos tão curtos como 4.2 ns num laser de fibra dupla bainha de Yb<sup>3+</sup> sintonizável, por Y. X. Fan *et al.* em 2004 [3]. C. C. Renaud *et al.* demonstraram um laser de fibra Q-switched utilizando um modulador AOM (*Acusto-Optic Modulator*) e uma fibra de dupla bainha com núcleo de 60 µm, obtendo impulsos com energia de 7.7 mJ e duração de 250 ns a uma taxa de repetição baixa, de 500 Hz [18]. Y. Jeong *et al.*, demonstrou um laser em fibra LMA (*large mode area*) dopada com Yb<sup>3+</sup> a funcionar a uma taxa de repetição de 200 kHz, com uma potência média de 120 W e uma energia de impulso de 0.6 mJ [19]. Recentemente, em 2007, J. Y. Huang *et al.*, demonstraram um laser de fibra Q-switched, utilizando um absorvedor saturável, obtendo-se impulsos com uma potência de pico maior que 20 kW, a uma taxa de repetição de 48 kHz, com uma potência média de 6.2 W [20]. Ainda em 2007, R. B. Doua *et al.*, demonstraram um laser capaz de produzir impulsos de 6.7 ns, potências de pico de 130 kW e potência média de 50 W para taxas de repetição que variam entre 10 a 100 kHz [4].

Os lasers Q-switched são usados como osciladores locais de sistemas MOPA pulsados. Dadas as suas elevadas potências de pico e características, pode-se diminuir o custo de produção e o tamanho dos sistemas MOPA, possibilitando a redução de alguns estágios de amplificação do MOPA.

O laser Q-switched de fibra dopada com Yb<sup>3+</sup> desenvolvido neste trabalho, pretendia ser compacto, com larguras do impulso da ordem dos nanosegundos (~100 ns), atingir taxas de repetição de pouco mais de 100 kHz e ter potências de pico muito elevadas. A modulação do factor Q da cavidade baseia-se num transdutor utilizando um material magnetostritivo onde se cola uma FBG que funciona como espelho de saída do laser. Quando sujeito a um campo magnético, o material aumenta o seu tamanho, esticando a FBG, e consequentemente, desloca o comprimento de onda de Bragg desta. Um trabalho semelhante foi proposto por P. Pérez-Millán *et al.* utilizando uma fibra dopada com Er<sup>3+</sup> na cavidade laser [6].

Neste capítulo são descritos sucintamente os princípios da técnica de Q-switching, e são apresentados e discutidos os resultados obtidos no desenvolvimento do laser Q-switched.

### 3.1 Princípios do Q-switching

A técnica de Q-Switching baseia numa mudança abrupta do factor de qualidade (factor Q) da cavidade laser para a geração dos impulsos. Este factor Q, é definido como a razão entre a energia

gerada na cavidade e as perdas por passagem. Assim, uma alteração das perdas na cavidade permite alterar o factor Q entre um valor baixo e um valor elevado. [21][22]

Para se perceber o funcionamento de um laser Q-switched vai-se considerar inicialmente que, as perdas na cavidade são muito elevadas (diminuindo o factor Q). Se bombeamos o meio de ganho nestas condições, a população do estado fundamental vai ser excitada para um estado de energia superior, provocando uma inversão de população com um valor muito mais elevado do que ocorre normalmente. Ou seja, as perdas no interior da cavidade são tão elevadas que a acção laser é inibida, permitindo que a energia seja bombeada para o estado excitado do meio activo por um período de tempo muito superior ao seu valor normal. Numa determinada altura, em que o ganho é tão elevado, as perdas na cavidade são repentinamente reduzidas ao seu valor normal. Nesta altura, a taxa de emissão estimulada é tão grande que toda a sua energia é transformada num impulso gigante, curto e intenso. Este impulso vai provocar um rápido despovoamento da população do estado excitado, deixando o ganho abaixo do seu valor no limiar, cessando a acção laser. Nesta altura a potência do impulso gerado começa a diminuir proporcionalmente ao comprimento e às perdas na cavidade. O processo descrito está representado esquematicamente na Figura 3.1.

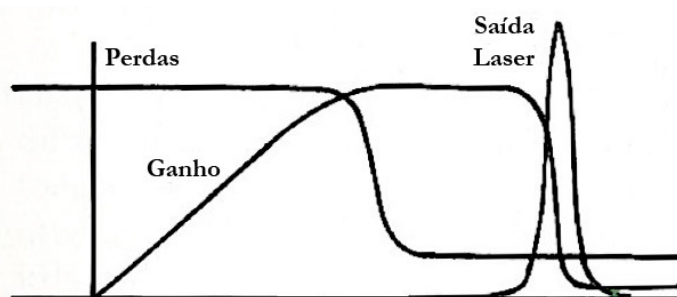


Figura 3.1 – Processo de geração de impulsos num laser Q-switched [21].

## 3.2 Métodos de Q-switching

A operação Q-switching, activa ou passiva, pode ser obtida de diversas maneiras nos lasers. Geralmente utilizam-se absorvedores saturáveis [20],[23], moduladores acusto-ópticos [24],[25] ou moduladores electro-ópticos [26],[27]. Para além dos métodos convencionais, nos lasers de fibra Q-switched podem ser utilizados outros métodos, usualmente adaptações dos métodos convencionais.

### 3.2.1 Q-switching activo

As técnicas de Q-switching activo mais usais consistem na utilização de obturadores mecânicos, moduladores electro-ópticos ou moduladores acusto-ópticos.

O Q-switching mecânico consiste na rotação de um dos espelhos da cavidade num eixo perpendicular ao eixo da cavidade [28]. Este método, apesar de simples e barato, tem associado várias desvantagens: fraca qualidade do impulso, elevado tempo de subida, baixo sincronismo e flutuações entre impulsos.

Os moduladores electro-ópticos (EOM - *Electro-optic Modulator*) consistem num cristal electro-óptico que se torna birrefringente quando é aplicado um campo eléctrico externo, alterando a polarização da luz. Quando o campo aplicado é removido, a célula deixa de ser birrefringente, e o factor Q da cavidade é elevado, permitindo a geração de um impulso gigante.

Apesar da elevada velocidade e estabilidade desta técnica, esta tem a desvantagem de ser um método bastante caro e que necessita voltagens de entrada altas e rápidas. Além disso, o valor do dano óptico nestes moduladores é muito baixo, não sendo possível obter-se elevadas potências de saída.

Um modulador acusto-óptico consiste num transdutor piezoelétrico (PZT) unido a um material transparente, como por exemplo o vidro. Na presença de uma onda rádio-frequência acústica são criados planos com alterações no índice de refração, que difractam uma fracção do feixe de radiação para o exterior da cavidade. Quando a voltagem no transdutor é desligada o ganho é superior às perdas, e o factor-Q na cavidade é elevado. Os AOM's permitem taxas de repetição elevadas e necessitam de baixas voltagens aplicadas, apesar de apresentarem algumas perdas por inserção.

### 3.2.2 Q-switching passivo com absorvedores saturáveis

Um dos métodos mais simples para activar o Q-switching consiste em colocar um absorvedor saturável na cavidade laser. A absorção deste componente óptico diminui com o aumento da intensidade de radiação. Então, o absorvedor saturável impede a acção laser ao mesmo tempo a cavidade é bombeada, permitindo uma inversão de população muito grande, e consequentemente, um ganho muito elevado. Quando o ganho é suficiente para compensar as perdas no interior da cavidade, a intensidade de radiação aumenta, saturando a célula absorvedora, que se torna transparente à luz laser e “abre” a cavidade.

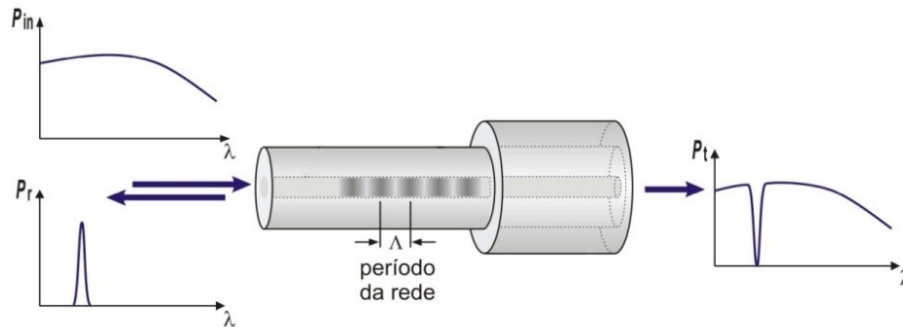
Este método, também designado de Q-switching passivo, permite a geração de impulsos intensos, através de uma estrutura muito simples, sem necessidade de um circuito externo. Contudo, a duração dos impulsos e a taxa de repetição são determinadas pelas características do absorvedor saturável, que podem variar ou detiorar-se ao longo do tempo [14]. Quando se pretende uma rápida modulação das perdas na cavidade, a taxas de repetição elevadas, o Q-switching activo apresenta-se mais vantajoso.

### 3.2.3 All-Fiber Q-switching

Os moduladores construídos em fibra, permitem obter dispositivos muito compactos, capazes de fazer variar o factor Q da cavidade. Este é um método de Q-switching activo, porém com muitas mais vantagens que os vários métodos de Q-switching activo convencionais. As perdas introduzidas pelos componentes passivos na cavidade e a elevada estabilidade mecânica necessária, que diminuem a eficiência do laser, podem ser evitadas utilizando moduladores em fibra. A maioria dos moduladores deste tipo para lasers Q-switched são baseados na utilização de FBGs. Nos últimos anos, vários moduladores em fibra foram relatados na literatura. Por exemplo, a modulação de uma rede de Bragg em fibra através de uma onda acústica, permite variar a reflectividade dessa FBG, e modular desta forma o factor Q da cavidade, permitindo obter um laser Q-switched activo todo em fibra [29],[30]. Um laser de fibra Q-switched utilizando um modulador de intensidade todo em fibra foi também demonstrado [31]. Também foi demonstrado o Q-switching num laser de fibra sintonizando duas FBGs que funcionam como espelhos da cavidade, através de piezoelétricos (PZTs) [32],[33]. O Q-switching passivo foi relatado num laser de fibra, inserindo um segmento de fibra dopada com Samário, que funciona como um absorvedor saturável na cavidade [34]. Foi ainda demonstrado um laser Q-switched activo todo em fibra, utilizando um modulador magnetostriativo para modular o factor Q da cavidade, dessincronizando duas FBGs que funcionam como espelhos da cavidade laser [6].

### 3.3 FBGs (Fiber Bragg Gratings)

As FBGs (*Fiber Bragg Gratings*) são redes de Bragg gravadas em fibra óptica, e desde o seu primeiro aparecimento em 1978, têm permitido uma série de avanços no desenvolvimento de lasers de fibra. Uma rede de Bragg em fibra corresponde a perturbações periódicas do índice de refração do núcleo ao longo do eixo longitudinal da fibra. Por outras palavras, uma FBG reflecte comprimentos de onda específicos e transmite os restantes, funcionando como um filtro óptico que bloqueia determinados comprimentos de onda, ou como um reflector de um determinado comprimento de onda, conforme está ilustrado na figura seguinte.



**Figura 3.2** – Esquema de uma rede de Bragg em fibra e os espectros de luz incidente ( $P_{in}$ ), reflectida ( $P_r$ ) e transmitida ( $P_t$ ) [35].

O comprimento de onda reflectido designa-se por comprimento de onda de Bragg,  $\lambda_B$ , e pode ser calculado recorrendo à lei de Bragg (Equação ( 3.1 )):

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (3.1)$$

onde  $n_{eff}$  é o índice de refração efectivo e  $\Lambda$  a periodicidade da rede.

Nos lasers, as redes de Bragg em fibra funcionam como espelhos de elevada reflectividade para o comprimento de onda de emissão laser, e são transparentes ao comprimento de onda de bombeamento. As FBG's são construídas num pequeno segmento de fibra e podem substituir os espelhos externos na cavidade laser. Desta forma é possível ter cavidades laser compactas e com baixas perdas. A reflectividade selectiva das redes de Bragg permite uma outra vantagem, o funcionamento do laser num único modo longitudinal e com uma largura de linha estreita, devido à sua reflectividade selectiva [36].

#### 3.3.1 Fabricação de FBGs (Fiber Bragg Gratings)

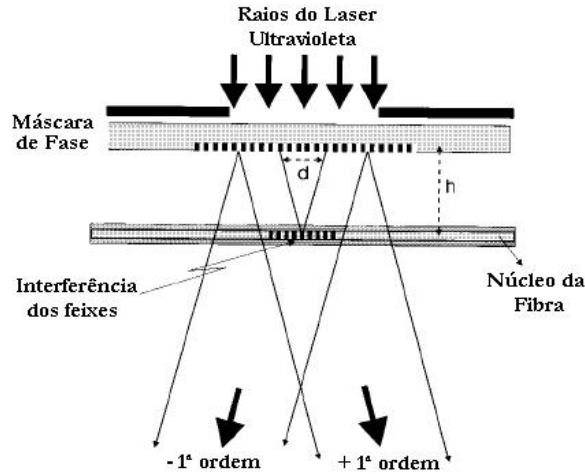
O processo de escrita de uma rede de Bragg em fibra óptica pode ser realizado por vários métodos, utilizando um laser ultravioleta. A fibra deverá ser fotossensível, isto é, deve ser induzida uma mudança permanente no índice de refração do seu núcleo quando este é exposto a uma radiação com comprimento de onda e intensidade apropriados. Para isso, são utilizados dopantes como o germânio, ou a técnica da hidrogenação da fibra. Pela sua simplicidade, a técnica mais utilizada para aumentar a sensibilidade da fibra à radiação ultravioleta é a hidrogenação da fibra.

Os métodos mais utilizados para a gravação de FBGs utilizadas são o método da máscara de fase, ou o de interferência. A técnica da máscara de fase é menos complexa, e foi utilizada neste trabalho. Este método utiliza um elemento óptico difractivo, a máscara de fase, que é colocada entre a radiação ultravioleta (UV) e a fibra fotossensível, permitindo gravar no núcleo da fibra a variação do índice de refração. Quando o feixe de radiação atravessa perpendicularmente a

máscara de fase, é difractado na 1ª ordem em duas direcções simétricas de igual potência, que interferem entre si, formando um padrão de interferência no núcleo da fibra. O feixe difractado de ordem zero é suprimido (tipicamente com menos de 5% da potência transmitida)[37]. Na Figura 3.3 está ilustrado um esquema simples da técnica da máscara de fase.

Os principais parâmetros que caracterizam uma FBG são a sua reflectividade, comprimento de onda de Bragg e largura de banda do sinal reflectido. Estes parâmetros dependem da amplitude de modulação do índice de refração do núcleo, da periodicidade da rede e do comprimento total da rede [37].

Para comprimentos de onda em torno dos 1064 nm, a periodicidade da rede utilizada é aproximadamente 0.73 µm. O comprimento das FBGs utilizadas ao longo deste trabalho foi de 9 mm.



**Figura 3.3** – Esquema da técnica da máscara de fase para gravação de redes de Bragg em fibra óptica. A máscara de fase encontra-se a uma distância  $h$  da fibra óptica [37].

### 3.3.2 Sensibilidade da FBG

As redes de Bragg em fibra são muito sensíveis a alterações na temperatura ou a tensões aplicadas, e essas alterações reflectem-se num deslocamento do comprimento de onda de Bragg. A variação do comprimento de onda de Bragg,  $\Delta\lambda_B$ , pode ser calculado em função da temperatura e da tensão longitudinal, através da expressão seguinte [35].

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \beta \Delta\epsilon + (\alpha + \xi) \Delta T \quad (3.2)$$

Onde  $\beta$  é o coeficiente fotoelástico da fibra de sílica,  $\Delta\epsilon$  corresponde à variação da tensão longitudinal aplicada,  $\alpha$  é o coeficiente de expansão térmica da sílica,  $\xi$  o coeficiente termoóptico da fibra, e  $\Delta T$  a variação da temperatura. Substituindo os valores de  $\beta$ ,  $\alpha$ , e  $\xi$  na expressão (3.2) pode-se obter o valor da sensibilidade da FBG.

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = 0.78 \times 10^{-6} \Delta\epsilon + 8.8 \times 10^{-6} \Delta T \quad (3.3)$$

A unidade de tensão é o *microstrain* ( $\mu\epsilon$ ), e a unidade da temperatura é os graus Celsius ( $^{\circ}\text{C}$ ). As redes de Bragg em fibra utilizadas nas várias configurações do laser de fibra dopada com Yb<sup>3+</sup> são gravadas a 1064 nm. A sensibilidade destas FBGs é de sensivelmente  $0.83 \times 10^{-3} \text{ nm}/\mu\epsilon$  e  $9.36 \times 10^{-3} \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ .

Geralmente o aumento do comprimento de onda de Bragg da FBG ocorre por aumento de ambos os factores, tensão e temperatura, a menos que se consiga separar ou minimizar um dos parâmetros.

### 3.3.3 Apodização

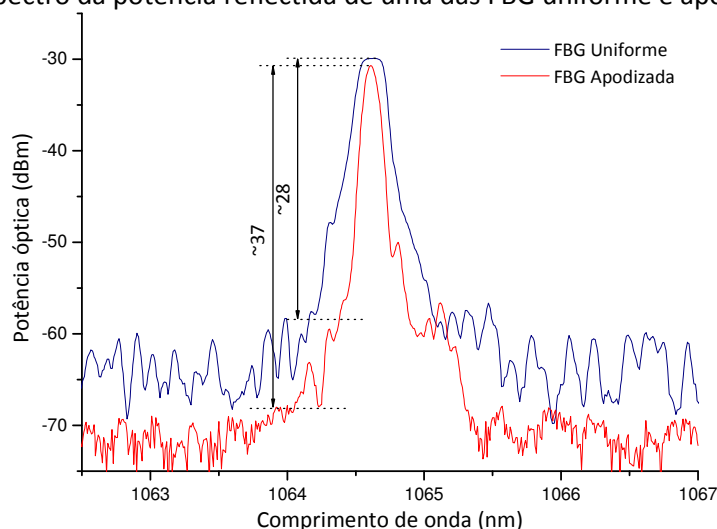
O tipo mais simples de FBGs são as redes de Bragg em fibra uniformes, que apresentam uma perturbação periódica do índice de refração com valor máximo constante. A resposta espectral deste tipo de redes de Bragg em fibra apresenta lobos secundários à esquerda e à direita do pico de reflectividade máxima. Tais lobos podem ser problemáticos em lasers de fibra Q-switched baseados em FBGs, introduzindo múltiplos picos e diminuindo a potência de pico à saída do laser [38].

No laser Q-switched desenvolvido neste trabalho, ao deslocar o comprimento de onda de Bragg da FBG, os lobos laterais das redes de Bragg em fibra na cavidade laser podem interagir, resultando em acção laser com múltiplos picos, diminuindo o desempenho do dispositivo luminescente. É por isso necessário recorrer a técnicas de apodização, para minimizar, e se possível, suprimir a reflectividades destes lobos.

A apodização consiste na variação da amplitude da modulação do índice de refração, reduzindo gradualmente a sua amplitude nas extremidades da rede. Existem várias técnicas, assim como funções com perfis de apodização adequados a este propósito. O perfil de apodização mais utilizado é do tipo gaussiano [39].

Um dos processos de apodização de uma rede de Bragg em fibra consiste na exposição da fibra óptica a um perfil de interferência formado por dois feixes de luz ultravioleta não uniformes [39]. Na técnica da máscara de fase, a apodização pode também ser obtida variando o tempo de exposição ao longo do comprimento da FBG utilizando exposição dupla, ou usando uma máscara de fase com variação local da eficiência de difracção [40], ou utilizando a técnica de varrimento do feixe ao longo da máscara de fase variando o tempo de exposição efectivo em cada posição, variando o tempo de exposição efectivo em cada posição [41].

O método utilizado neste trabalho para fabricação das FBGs apodizadas consiste na utilização de um transdutor piezoeléctrico, com uma resolução da posição nanométrica, que estica a fibra a partir do centro da rede de Bragg, com amplitudes de meio período da máscara de fase. Alterando a tensão aplicada ao piezoeléctrico durante a gravação da rede de Bragg na fibra, pode-se controlar a modulação do índice de refração escrito nesta. Na Figura 3.4 está representado o espectro da potência reflectida de uma das FBG uniforme e apodizada fabricadas.



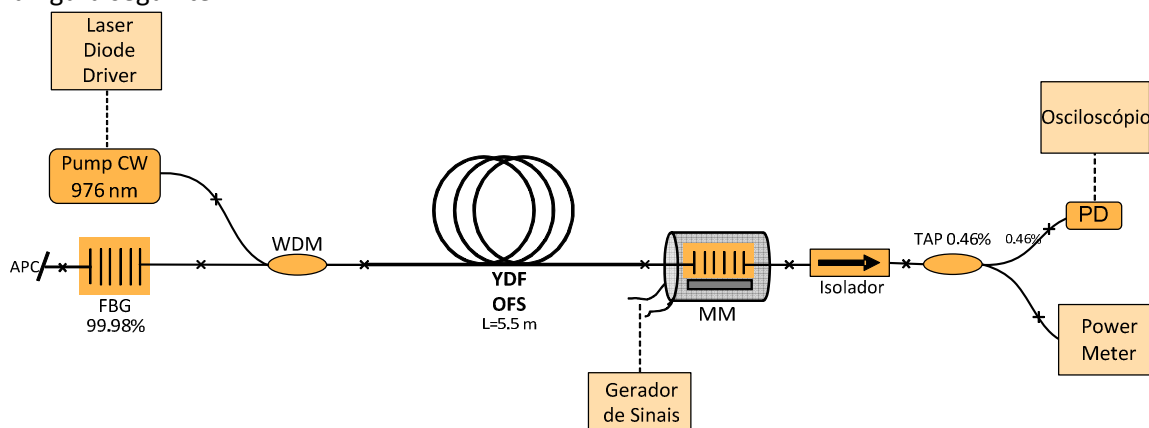
**Figura 3.4** – Potência reflectida em função do comprimento de onda para uma FBG apodizada e uma FBG uniforme.

De acordo com o gráfico observa-se uma atenuação dos lobos laterais na fibra apodizada de menos 11 dBm que na rede de Bragg uniforme. A reflectividade dos lobos laterais na FBG

apodizada é muito pequena, diminuindo a possibilidade destes interagirem e gerarem acção laser. Apesar disto, numa cavidade de Yb<sup>3+</sup> totalmente invertida esta reflectividade pode ser suficiente para originar acção laser.

### 3.4 Descrição do laser de fibra Q-switched

A configuração experimental utilizada para o laser de fibra Q-switched encontra-se ilustrada na figura seguinte:



**Figura 3.5** – Esquema da montagem experimental utilizada para o laser de fibra Q-switched.

O arranjo experimental baseou-se na construção de uma cavidade Fabry-Perot, utilizando duas redes de Bragg em fibra, nas extremidades do meio activo. Uma das FBGs que constitui a cavidade é um espelho de alta reflectividade (com aproximadamente 99.98%), uma largura de banda de 0.376 nm e um comprimento de onda de Bragg de 1064.431 nm à temperatura ambiente. A segunda FBG, com reflectividade mais baixa, é unida à extremidade do meio activo por onde vai ser extraída a emissão laser. Esta FBG tem uma reflectividade de 26.5%, um comprimento de onda de Bragg de 1064.613 nm e uma largura de banda de 0.109 nm. O meio activo do laser é uma fibra monomodo dopada com Yb<sup>3+</sup>, com um comprimento de 5.5 m, e uma absorção no comprimento de onda de 350 dB/m. Como fonte de bombeamento utilizou-se um díodo laser a 976 nm, estabilizado com uma FBG. O bombeamento da cavidade laser neste comprimento de onda permite uma maior eficiência quântica do laser, conforme foi referido no capítulo 2. A fonte de bombeamento foi controlada por um controlador de díodos laser, LDI-800 Laser Diode Supply. Para a corrente de operação do díodo laser, a 312 mA, a potência de bombeamento é de 180 mW.

A luz da fonte de bombeamento é acoplada na fibra de Yb<sup>3+</sup> utilizando um WDM 980/1060 nm. Foi utilizado um acoplador WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) em filme fino, pelo maior isolamento entre portas que este componente passivo apresenta relativamente aos WDMs fabricados através da fusão de fibras.

Os cabos APC (*Angle Polished Connector*), permitem evitar os 4% de luz que é reflectida nas extremidades da fibra e volta para a cavidade, devido à reflexão de Fresnel. À saída do laser é colocado um isolador a 1060 nm, que permite apenas a transmissão do comprimento de emissão laser, reduzindo o valor da ASE.

O modulador magnetostritivo é controlado por um gerador de sinais (Agilent 33120A). Este é constituído por uma bobina, e a FBG por onde é extraída a saída do laser, colada a um material magnetostritivo. Quando a corrente aplicada à bobina é nula, observa-se emissão laser, pois as FBGs estão sintonizadas. Para um determinado valor de corrente aplicada, o comprimento de

onda de Bragg da FBG de reflectividade menor é deslocado e a emissão laser cessa. Desta forma é possível modular o factor Q da cavidade, obtendo-se impulsos Q-switching no laser.

O medidor de potência é usado para medir a potência média de saída do laser. Um fotodetector rápido colocado antes do osciloscópio detecta o impulso óptico do laser, e converte-lo em potência eléctrica. Desta forma, pode-se medir no osciloscópio o perfil dos impulsos Q-switching. Dadas as elevadas potências de pico que os impulsos ópticos podem atingir, utilizou-se um acoplador em fibra cuja porta que liga ao fotodetector transporta apenas 0.46% da luz total de emissão laser. Esta percentagem corresponde a uma atenuação de aproximadamente 24dBm. O acoplador foi fabricado pelo método de fusão de fibras, numa máquina de acopladores comercial. O processo de fabrico envolve o aquecimento das duas fibras com uma chama, ao mesmo tempo que estas são esticadas. Na zona do aquecimento deve-se retirar o revestimento das fibras e colocá-las em contacto, de forma a que os seus núcleos fiquem muito próximos. Durante o processo de fusão e alongação a luz é lançada numa das portas de entrada, sendo monitorizada a luz à saída das duas portas do acoplador.

### 3.5 *Modulador magnetostritivo*

#### 3.5.1 **Materiais magnetostritivos: Terfenol-D**

O material magnetostritivo, Terfenol-D, Tb<sub>x</sub>Dy<sub>1-x</sub>Fe<sub>2</sub>, foi desenvolvido nos anos 50 pela Marinha no Naval Ordnance Laboratory. O seu nome provém de Téribio (Ter), Ferro (Fe), Naval Ordnance Laboratory (NOL), e Diprócio (-D). A magnetostricção é uma propriedade deste material que provoca uma variação nas suas dimensões quando é aplicado um campo magnético. Assim, ao aplicar-se um campo magnético, os limites entre os domínios da estrutura cristalina do material deslocam-se, e de seguida sofrem uma rotação. Ambos os processos, de deslocamento e rotação causam uma mudança na forma do material. Para um campo da ordem dos 100 mT, este material sofre uma alongação enorme, correspondente a uma tensão da ordem de 1000 ppm, quando opera à temperatura ambiente e livre de qualquer força aplicada por unidade de área. Para além da sua magnetostricção elevada, este material possui também outras características importantes como: ciclo de vida ilimitado, funcionamento numa grande gama de temperatura, tempo de resposta na ordem dos microsegundos e elevada força [42].

#### 3.5.2 **Descrição do modulador**

Como foi dito anteriormente na secção 3.2.3, uma das formas possíveis de modulação de uma FBG consiste na utilização de um material magnetostritivo colado a uma FBG. Quando sujeito a um campo magnético, os domínios do material tendem a alinhar-se na direcção do campo, e como resultado, o material sofre um alongamento no sentido do campo magnético. Ao mesmo tempo, este aumento de tamanho do material vai esticar a FBG, deslocando o comprimento de onda de Bragg desta. Um modulador deste tipo já tinha sido demonstrado em 1997 por J. L. Cruz *et al.*, utilizando um pedaço de Terfenol-D com dimensões 6×100 mm, e um campo magnético produzido por um conjunto de ímans permanentes [43]. Este mesmo grupo demonstrou em 2005, um modulador magnetostritivo de dimensões mais compactas [6].

O material magnetostritivo utilizado no transdutor foi um pedaço de Terfenol-D na forma de um paralelepípedo, com um comprimento de 10 mm e uma secção cruzada de 1 mm<sup>2</sup>. A rede de Bragg apodizada em fibra, com comprimento 9 mm, foi colada nesse pequeno pedaço de



material. O Terfenol-D juntamente com a FBG, são posteriormente colocados no interior de uma bobina, constituindo o modulador magnetostritivo.

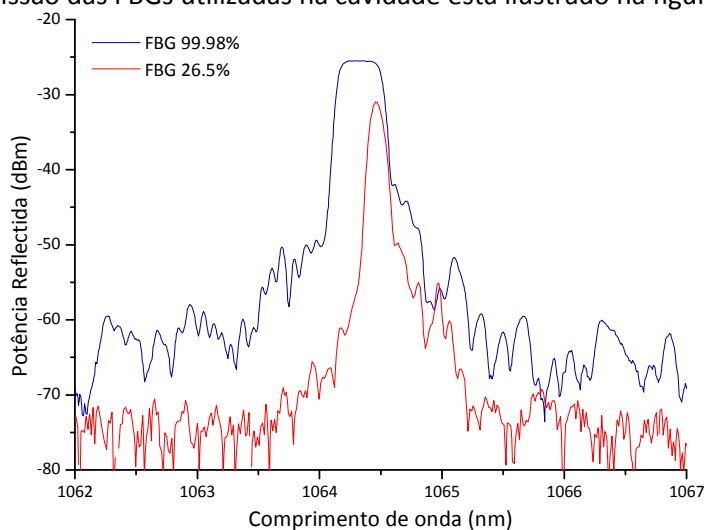
Uma das características requeridas para o modulador, e também para o laser de fibra, eram as suas reduzidas dimensões. Assim sendo, foi desenhada uma bobina compacta que ao mesmo tempo conseguisse produzir um campo magnético suficiente para deslocar o comprimento de onda de Bragg da FBG de modo a cessar a acção laser.

Foi utilizada uma bobina com núcleo de ar para colocar o Terfenol-D e a FBG. Este tipo de bobinas podem ser utilizadas para altas frequências (acima de 50 kHz) uma vez que a sua indutância não é influenciada pelo valor da corrente, e para além disso os efeitos de temperatura são reduzidos. Estas bobinas podem ter apenas uma ou várias camadas. Dadas as reduzidas dimensões impostas pela configuração, utilizou-se uma bobina com multicamadas para se conseguir criar o campo magnético necessário.

A bobina utilizada tem um comprimento de 20 mm, diâmetro interior de 4 mm, e diâmetro exterior de 10.09 mm, com uma indutância de cerca 1 mH e uma resistência de  $7.5 \Omega$ <sup>1</sup>. O número de espiras da bobina é de 738 espiras, utilizando um fio de 30 AWG, que equivale a um diâmetro de aproximadamente 0.28 mm. Todas estas características conduzem a um dispositivo bastante compacto.

### 3.5.3 Construção e caracterização do modulador

Para se obter a operação Q-switching no laser de fibra as duas FBGs utilizadas na cavidade devem estar sintonizadas, isto é, o seu comprimento de onda de Bragg deve ser muito próximo e a sua largura de banda não deverá ser muito grande, para se conseguir deslocar uma das FBGs em relação à outra, e cessar a acção laser, sem ser necessário a aplicação de uma corrente muito elevada. As redes de Bragg em fibra devem ser apodizadas, para suprimir os lobos laterais que causam acção laser, gerando múltiplos picos que diminuem o desempenho do laser [38]. Com estas FBGs os lobos laterais são atenuados cerca de 30 dB relativamente ao pico principal. O espectro de transmissão das FBGs utilizadas na cavidade está ilustrado na figura seguinte.



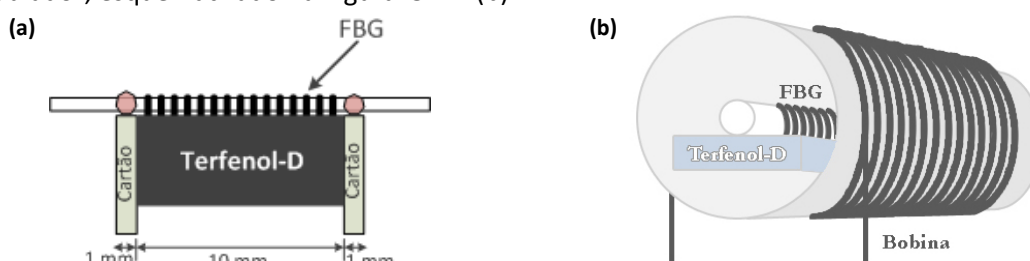
**Figura 3.6** – Gráfico da potência reflectida em função do comprimento de onda das redes de Bragg em fibra (Resolução = 0.05 nm).

<sup>1</sup> Bobina construída no Departamento de Física da Universidade de Aveiro, por intermédio do Prof. Doutor Luís Cadillon.

Estas FBGs estão sintonizadas, e não é preciso aplicar muita corrente para conseguir deslocar a FBG de 26.5% relativamente à FBG de elevada reflectividade. Estas FBGs foram levadas ao forno durante 21 horas a 110 °C, para retirar o hidrogénio ainda existente, que pudesse alterar os seus parâmetros.

Seguidamente, a FBG com 26.5% de reflectividade é colada no pedaço de Terfenol-D. No processo de colagem é utilizada uma montagem com dois *translation stages* e um suporte onde é colocado o material magnetostritivo (ver Figura 3.7 – (a)). Para evitar que a cola introduza birrefringência na FBG [44],[45], isto é, que induza diferentes índices de refacção nesta, foram colados dois pedaços de cartão muito pequenos nas extremidades do Terfenol-D. Estes pedaços de cartão são bastante leves, diminuindo a inércia, e aumentando o desempenho do modulador.

No processo de fabrico das FBGs é possível localizar na fibra o início da gravação da rede de Bragg. Desta forma, a fibra é colada em ambos os pedaços de cartão, nas extremidades da FBG. O material magnetostritivo colado à FBG é colocado no interior de uma bobina, obtendo-se o modulador, esquematizado na Figura 3.7 – (b).



**Figura 3.7** – Colagem da rede de Bragg fibra ao Terfenol-D utilizando dois pedaços de cartão (a); Esquema do modulador magnetostritivo (b).

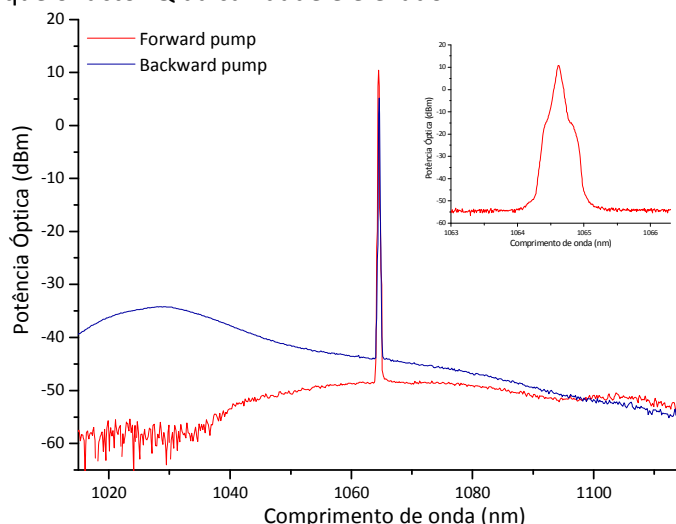
O desempenho do modulador foi caracterizado utilizando uma fonte de banda larga e um analisador de espectros. Para 500 mA (em corrente contínua) o deslocamento do comprimento de onda de Bragg da FBG foi de 0.23 nm. No entanto, para uma caracterização mais completa e precisa do modulador, poderia ser utilizado um laser sintonizável de espectro estreito para iluminar a FBG, uma vez que a resposta do analisador de espectros não é suficientemente rápida para medir dinamicamente a alteração da resposta do modulador magnetostritivo. Ao mesmo tempo devem ser monitorizadas as variações da temperatura no interior da bobina, de forma a garantir que apenas é medido o deslocamento do modulador por acção da tensão aplicada.

### 3.6 Caracterização do laser Q-switched

A operação Q-switching do laser pode ser obtida de duas formas distintas: com as FBGs da cavidade inicialmente sintonizadas, ou então utilizando as FBGs da cavidade com comprimentos de onda de Bragg diferentes. Da primeira forma, o factor Q da cavidade é máximo sem aplicação de campo magnético, e a acção laser é inibida com a aplicação de campo magnético. Da outra forma, as FBG estão inicialmente dessincronizadas, e apenas se obtém impulsos laser com a aplicação de campo magnético. De acordo com a Figura 3.6, as FBGs utilizadas na cavidade estão inicialmente sintonizadas.

Antes de se colar a FBG com 26.5% de reflectividade ao Terfenol-D, caracterizou-se primeiro a configuração do laser em contínuo. Começou-se por testar o bombeamento em diferentes sentidos. Quando este é feito no sentido directo, o bombeamento e o sinal propagam-se na mesma direcção, permitindo uma diminuição da emissão espontânea amplificada (ASE) na saída do laser (ver Figura 3.8). Pelo facto de ter dado melhores resultados, na montagem experimental utilizada ao longo deste trabalho, o bombeamento foi efectuado no sentido directo.

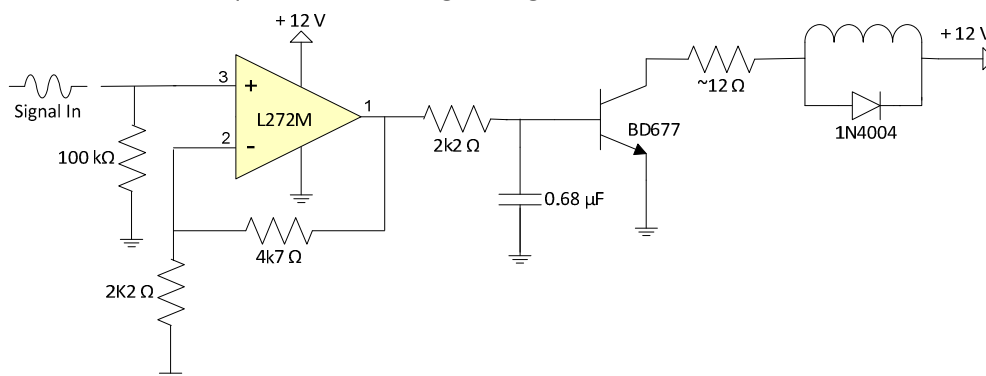
Com esta montagem experimental, observou-se emissão do laser no comprimento de onda de 1065.612 nm, com uma potência de pico de 10.87 dBm e uma razão de extinção de aproximadamente 65 dBm. A caracterização do laser no domínio espectral está representada no gráfico pequeno na Figura 3.8. A potência média medida é de 33.2 mW para uma corrente de bombeamento de 312 mA. A potência medida à saída da FBG de elevada reflectividade é muito pequena, indicando que o factor Q da cavidade é elevado.



**Figura 3.8** – Espectro da emissão espontânea amplificada para o bombeamento em diferentes sentidos. Emissão do laser em CW utilizando bombeamento no sentido directo (figura pequena).

Para o laser funcionar no regime Q-switched, é necessário deslocar a largura de banda da FBG de 26.5% de reflectividade (medida a -3 dB) para fora do domínio da largura de banda da FBG de reflectividade 99.98%. Estimou-se que um deslocamento do comprimento de onda de Bragg de 0.155 nm seria suficiente para cessar a acção laser, e que seriam necessárias correntes da ordem dos 350 mA para obter impulsos Q-switching no laser.

Como o gerador de sinais utilizado só fornecia uma corrente máxima de 139 mA, desenhou-se um circuito que permitisse amplificar a corrente e aplicar um sinal sinusoidal à bobina. O circuito construído está esquematizado na figura seguinte:



**Figura 3.9** – Esquema do circuito eléctrico utilizado para amplificar a corrente de uma onda sinusoidal.

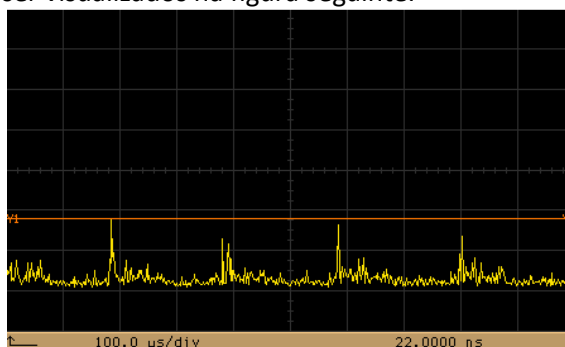
A aplicação de uma onda sinusoidal na bobina vai permitir modular as perdas na cavidade, fazendo variar o campo magnético aplicado ao material e à FBG. A resistência de 100 kΩ ligada ao terminal 3 do amplificador funciona como um *pull-down*, limitando a corrente que vai fluir no amplificador. Assim, quando o sinal à entrada é zero, a corrente flui apenas da resistência para a terra, garantindo que a tensão no terminal 3 do amplificador é nula. O amplificador L272M é alimentado com uma corrente de +12 V, e vai amplificar a voltagem do sinal de entrada do

gerador de sinais, produzindo à saída uma onda de voltagem proporcional à onda aplicada na entrada. À saída do amplificador obtém-se um ganho de 3.14. O sinal sinusoidal amplificado é depois ligado ao terminal base do transistor NPN. O condensador de 0.68  $\mu\text{F}$  e a resistência de 2.2  $\text{k}\Omega$  ligados à base do transistor impedindo que o transistor sature rapidamente para pequenas variações no sinal de entrada. A bobina é alimentada num dos terminais com uma voltagem DC de +12 V. O diodo inversamente polarizado ligado em paralelo aos terminais da bobina vai proteger o equipamento de medição de sofrer algum dano. Isto porque, como a voltagem das bobinas varia com a derivada da corrente ( $V = L \, di/dt$ ), não é possível desligar a corrente aplicada a uma bobina de repente. O diodo inversamente polarizado em paralelo com a bobina, vai começar a conduzir quando se desliga a corrente, permitindo descarregar a corrente que poderia causar danos ao equipamento [46]. O transistor vai funcionar como um amplificador de potência, aplicando picos de corrente à bobina. A junção base-emissor é polarizada directamente, e a junção base-colector é polarizada inversamente. A tensão entre a base e o emissor determinam o nível de sinal amplificado no colector, e assim quando se aumenta a corrente na base, vai-se aumentar a corrente no colector. A resistência de 12  $\Omega$  ligada ao colector do transistor limita a corrente aplicada na bobina a picos de corrente de 0.6 A de valor máximo.

Apesar de o circuito aplicar uma onda sinusoidal com corrente suficiente à bobina, conforme pretendido, o transistor sofre um elevado aquecimento, assim como a bobina, degradando o desempenho do circuito ao longo do tempo. E uma vez que as FBGs são afectadas com variações na temperatura, no caso da montagem experimental utilizada, um aumento na temperatura da bobina irá conduzir a um deslocamento maior da FBG de 26.5%, podendo dessincronizar as FBGs da cavidade laser. Desta forma, as condições óptimas para modular activamente o laser deixam de existir, e não é possível obter impulsos Q-switching. Assim sendo, para diminuir o efeito da temperatura na bobina e no transistor, foi colocada uma ventoinha próxima destes componentes. Com um termopar inserido no interior da bobina, foram medidas as variações da temperatura, resultando numa diminuição desta até aproximadamente 10  $^{\circ}\text{C}$ . Apesar destas melhorias, verificou-se que mesmo com uma ventoinha, o aumento da temperatura ambiente no interior da bobina podia atingir no máximo mais 3  $^{\circ}\text{C}$  dependendo da corrente aplicada. Portanto, para garantir que a FBG de 26.5% apenas é deslocada por acção da tensão aplicada, foram colocadas as duas FBGs no interior da bobina.

Para poder observar os impulsos do laser no osciloscópio, a saída do acoplador que transporta 0.46% do feixe laser foi ligada a um fotodetector rápido, que lê os valores de potência óptica e converte-os em potência eléctrica. A calibração do fotodetector é de 21.43 mV/mW a um comprimento de onda de 1064 nm.

Para modular o factor Q da cavidade começou-se por inserir um sinal sinusoidal com uma frequência de 5 kHz. Aplicando uma onda sinusoidal à bobina com correntes mínimas e máximas de 96.4 mA e 367.1 mA, respectivamente, foram observados impulsos Q-switching no laser. Os impulsos obtidos podem ser visualizados na figura seguinte.

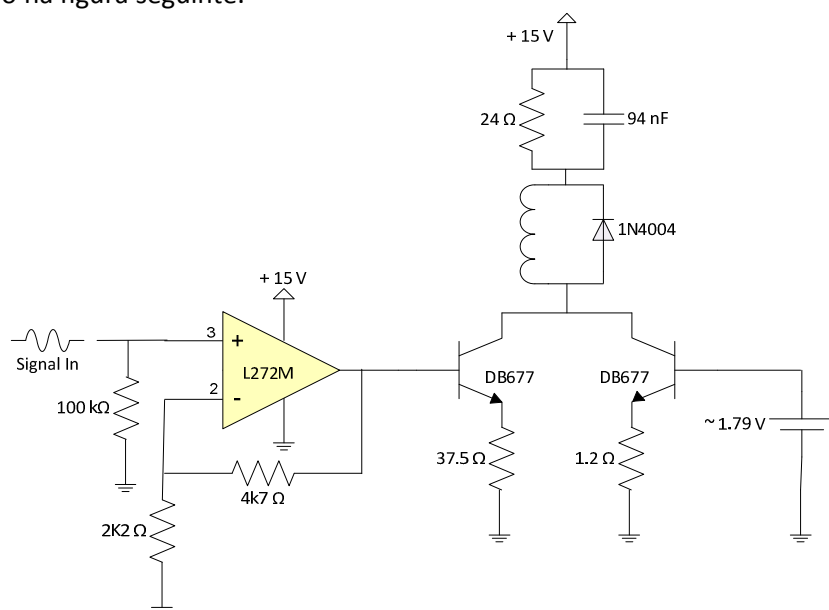


**Figura 3.10** – Representação dos impulsos Q-switching a uma taxa de repetição de 5 kHz.

Estes impulsos apresentam uma potência de pico máxima de aproximadamente 0.43 W e uma largura do impulso menor que 6  $\mu$ s. A seguir ao impulso principal observam-se pequenos impulsos com amplitude mais pequena. Este é um problema dos lasers Q-switched activos, indicando uma modulação Q-switching muito lenta [21],[47]. Isto é, se a diminuição das perdas da cavidade ocorre muito lentamente, o impulso à saída é gerado antes destas atingirem o seu valor mínimo, e assim alguma energia permanece na cavidade, dando origem a um segundo impulso quando as perdas atingem o seu mínimo.

Observou-se também que com o aquecimento do transistor, este deixa passar mais corrente, e deixam de ser observados impulsos laser. Ou seja, com o aumento da corrente mínima aplicada à bobina, a FBG por onde é retirada a saída laser é deslocada num comprimento maior, aumentando as perdas na cavidade, e impossibilitando a geração de impulsos. Portanto, o circuito eléctrico modulador é ineficiente e precisa de ser optimizado.

Com este intuito foram testadas várias configurações, utilizando dois transístores numa configuração *push-pull*, com a aplicação de um sinal de entrada igual na base de cada um, ou com a aplicação de um sinal sinusoidal com características diferentes em cada transistor. Também foi testado um circuito semelhante ao anterior, substituindo o transistor por um MOSFET. No entanto estes circuitos não resolviam o problema do aquecimento dos transístores, ou então não forneciam uma onda sinusoidal com corrente suficiente. O circuito final desenvolvido está esquematizado na figura seguinte.

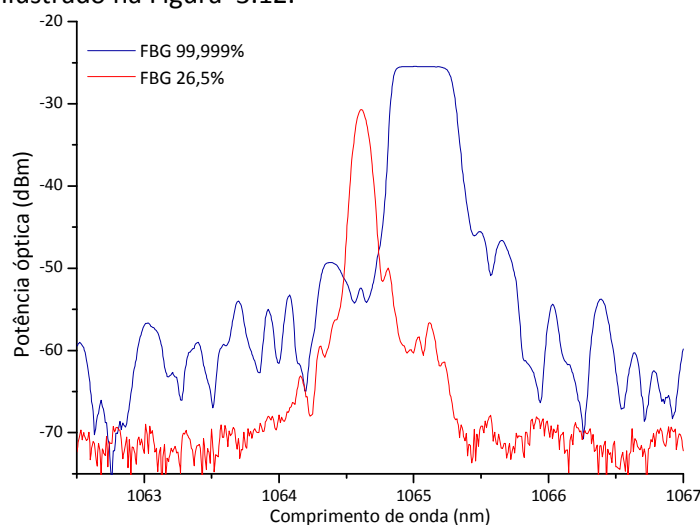


**Figura 3.11** – Novo circuito eléctrico modulador do campo magnético na bobina.

Este circuito é constituído por dois transístores, e pelo bloco do amplificador não inversor utilizado anteriormente. Um dos transístores aplica o sinal com variação sinusoidal e o outro aplica um nível DC de corrente à bobina. Desta forma, consegue-se aplicar uma onda sinusoidal na bobina com valor de corrente máximo limitado a cerca de 500 mA, o suficiente para utilizar no laser Q-switched. Neste circuito garante-se que os transístores funcionam em plena zona activa com níveis de corrente bem estabelecidos. O mesmo não acontecia no circuito original, onde a corrente era a máxima permitida quando o transistor saturava. Por este motivo, neste circuito os transístores não sofrem um aquecimento tão elevado, permitindo aplicar a onda sinusoidal pretendida à bobina com valores de corrente bastante estáveis. O condensador de 94 nF ligado em paralelo com a resistência 24  $\Omega$ , permitem reduzir a impedância da bobina, e consequentemente o tempo de subida da corrente na bobina, que é calculado como sendo a razão entre a indutância da bobina e a sua resistência. A bobina utilizada, com uma indutância de

1 mH e uma resistência de 7.5  $\Omega$ , tem um tempo de resposta de aproximadamente 133  $\mu$ s, que pode ser reduzido com o circuito em consideração para 30  $\mu$ s. No entanto, este valor ainda elevado poderá limitar a taxa de repetição máxima dos impulsos ópticos.

Este circuito foi testado no laser Q-switched. No entanto, como a FBG de elevada reflectividade da cavidade se danificou ao tentar mover a bobina para outro local, utilizou-se uma nova FBG apodizada. Esta tem uma reflectividade de 99.999%, um comprimento de onda de Bragg de 1065.038 nm e uma largura espectral de 0.462 nm. Neste caso as duas FBGs da cavidade não estão inicialmente sobrepostas, e o factor Q da cavidade é otimizado pela aplicação de campo magnético à bobina, deslocando a FBG de 26.5% de reflectividade até esta ficar sintonizada com a outra FBG, gerando um impulso óptico. O espectro das FBGs utilizadas na cavidade laser está ilustrado na Figura 3.12.

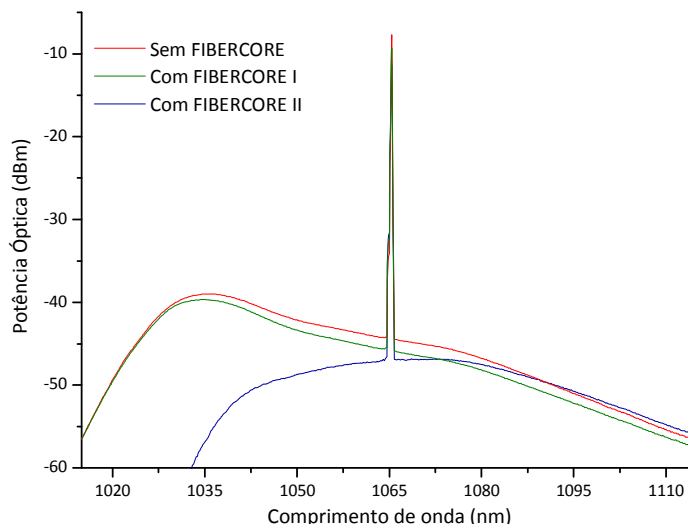


**Figura 3.12** – Espectro óptico das novas FBGs apodizadas utilizadas para formar a cavidade laser.

Começou-se por caracterizar inicialmente o comportamento em contínuo do laser. De acordo com a Figura 3.12 não deveria ser observada acção laser. No entanto, observou-se emissão laser com uma potência média de 32.75 mW, com uma potência de pico baixa e uma fraca razão sinal-ruído, indicando um elevado valor de emissão espontânea amplificada (ASE) na cavidade. Aplicando uma tensão manual, deslocou-se a FBG de 99.999% de reflectividade para comprimentos de onda maiores, observando-se dois picos, um correspondente à rede de Bragg de reflectividade menor, e outro à rede de Bragg de reflectividade maior. Isto pode ocorrer se existir na cavidade alguma reflexão numa união que crie ganho mesmo quando as FBGs não estão sobrepostas, ou se o comprimento de fibra dopada é demasiado comprido, ou por ambas.

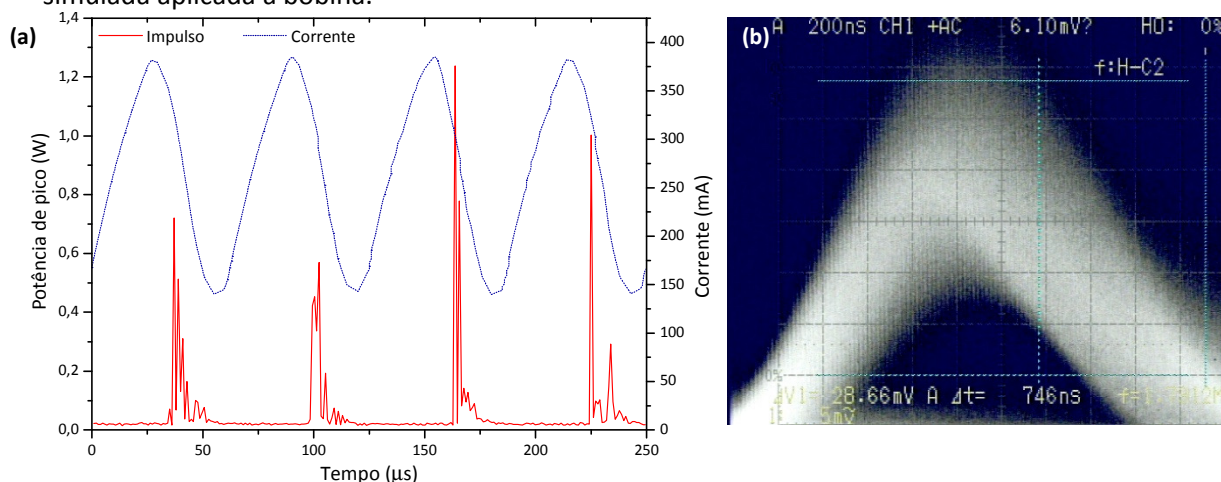
Como a fibra dopada com Yb<sup>3+</sup> possui uma absorção muito elevada, provavelmente os 5.5 m de comprimento de fibra dopada são muito longos, sendo gerado um ganho muito elevado que cria alguma acção laser, mesmo com apenas uma FBG na cavidade. Por isso diminui-se o comprimento da fibra de Yb<sup>3+</sup> dopada para 2.2 m. Para além disso, como o valor de ASE por volta dos 1030 nm é elevado, foi colocado um pedaço de fibra FIBERCORE com aproximadamente 1.1 m na configuração laser, para absorver luz nesta gama de comprimentos de onda, que poderia causar acção laser nas reflexões existentes na cavidade e diminuir a qualidade do feixe laser. Esta fibra tem uma absorção de 78 dB/m a 1047 nm, e foi colocada inicialmente entre a FBG de elevada reflectividade e o cabo APC da configuração laser (ver Figura 3.5), sem grandes melhorias verificadas. Então colocou-se a fibra FIBERCORE entre a porta do sinal do WDM e uma das extremidades da fibra dopada, verificando neste caso uma diminuição da ASE de aproximadamente 20 dBm por volta dos 1030 nm. As diferenças observadas a nível espectral, com e sem fibra FIBERCORE na cavidade estão representadas na Figura 3.13.

Para a FBG de 26.5% de reflectividade ficar sobreposta com a FBG de 99.999%, é necessário um deslocamento da primeira de cerca de 0.212 nm, implicando que correntes mais elevadas de cerca de 500 mA tenham de ser aplicadas à bobina. No entanto, para estes valores de corrente verifica-se uma saturação na parte inferior da onda, sendo aconselhável a aplicação de correntes máximas inferiores a 450 mA. Assim sendo, para uma melhor modulação da cavidade, optou-se por retirar a FBG de 99.999% da bobina, para não ser necessário um deslocamento tão elevado devido à elongação do Terfenol-D, e consequentemente não serem necessárias correntes tão elevadas.



**Figura 3.13** – Gráfico da potência óptica em função do comprimento de onda. FIBERCORE ligada entre a FBG 99.999% e o cabo APC (linha verde); FIBERCORE ligada à fibra dopada (linha azul).

Foi aplicada uma onda sinusoidal à bobina com correntes entre 118.31 mA e 415.87 mA, com a qual se observaram impulsos laser até uma taxa de repetição de 105 kHz. Os impulsos ópticos foram medidos num osciloscópio de elevada largura de banda (Hewlett Packard 54750A Digitizing Oscilloscope de 20 GHz), e também foram visualizados num “Storage Oscilloscope”, LeCroy LA354 500 MHz, que permite observar os impulsos ópticos em tempo real. A Figura 3.14 mostra vários impulsos a uma taxa de repetição de 16 kHz, e um impulso a esta mesma taxa de repetição medido em tempo real. Na Figura 3.14– (a) pode ser observada também a onda sinusoidal simulada aplicada à bobina.

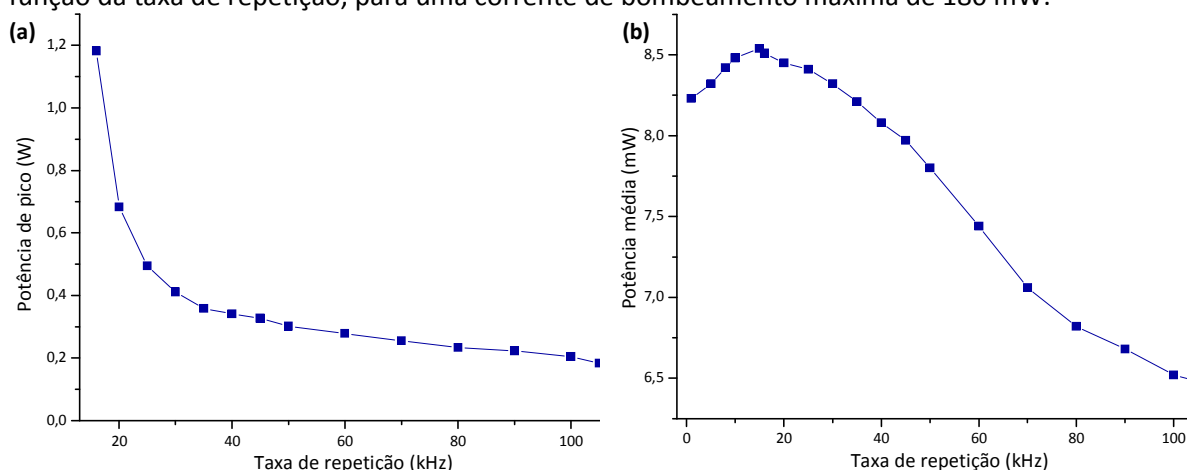


**Figura 3.14** – (a) Impulsos ópticos medidos a 16 kHz, para 180 mW de potência bombeada, e corrente aplicada à bobina; (b) Impulso óptico medido em tempo real a 16 kHz.



Nestes impulsos continuam a ser observados múltiplos impulsos de amplitude pequena, a seguir ao pico principal, indicação de uma modulação Q-switching ainda muito lenta. De facto, a modulação da cavidade deverá demorar tempos diferentes, consoante o factor Q da cavidade varie desde o zero até ao seu máximo (a corrente está inicialmente desligada), ou vice-versa (a corrente está inicialmente ligada). Este tempo encontra-se relacionado com a histerese do Terfenol-D [48],[49]. Partindo de um campo magnético nulo, o alinhamento dos domínios no Terfenol-D parte de uma orientação aleatória, demorando mais tempo a estes atingirem a orientação pretendida. Analogamente para o caso contrário, uma vez que os domínios já se encontram alinhados, demorarão menos tempo a retomarem o estado inicial (orientação aleatória). O tempo de resposta do material magnetostriativo ao campo magnético aplicado, foi medido numa barra de Terfenol-D de 15 mm de comprimento e 1 mm<sup>2</sup> de secção cruzada por P. Pérez-Millán *et al*, sendo de 10  $\mu$ s para o caso em que o campo magnético está inicialmente ligado e de 40  $\mu$ s para o caso do campo magnético inicialmente nulo [6]. Assim utilizar as duas FBGs da cavidade inicialmente dessincronizadas, torna-se menos vantajoso que no caso em que estas estão se encontram sincronizadas no início. Os impulsos visualizados apresentam elevada potência de pico, mas são observadas flutuações na sua amplitude, indicando alguma instabilidade destes impulsos. Esta instabilidade deve ser causada por modulações irregulares das perdas na cavidade, e também pela lenta modulação Q-switching. Na figura do lado esquerdo observa-se que cada impulso é constituído por vários impulsos mais pequenos no seu interior, o que pode ser comprovado e observado com maior detalhe medindo o impulso em tempo real. Na figura 3.14 – (b) pode-se observar um fenómeno muito usual nos lasers de fibra Q-switched, o efeito de “Self Mode-Locking” [50]. Ou seja, cada impulso é um envelope de impulsos, constituído por impulsos mais curtos no seu interior. Estes impulsos provêm do deslocamento da FBG que causa simultaneamente uma alteração da fase da onda dependente do tempo, cuja diferença de fase resulta num batimento no interior do envelope do impulso. Por inspecção mais detalhada dos impulsos Q-switching, observa-se que cada envelope do impulso se divide em impulsos muito curtos com aproximadamente 12.5 ns, e uma frequência de batimento de 40 MHz. Esta duração está de acordo com o tempo de uma viagem da radiação na cavidade laser.

A Figura 3.15 mostra a potência de pico de saída e a potência média do laser Q-switched em função da taxa de repetição, para uma corrente de bombeamento máxima de 180 mW.



**Figura 3.15** – (a) Gráfico da potência de pico de saída em função da taxa de repetição; (b) Gráfico da potência média em função da taxa de repetição.

Com o aumento da taxa de repetição e da largura do impulso, observa-se uma diminuição da potência de pico. Para taxas de repetição baixas, o bombeamento tem tempo suficiente entre impulsos para criar uma inversão de população elevada, e a potência do impulso extraído é grande. No caso de taxas de repetição elevadas, a inversão de população diminui, e

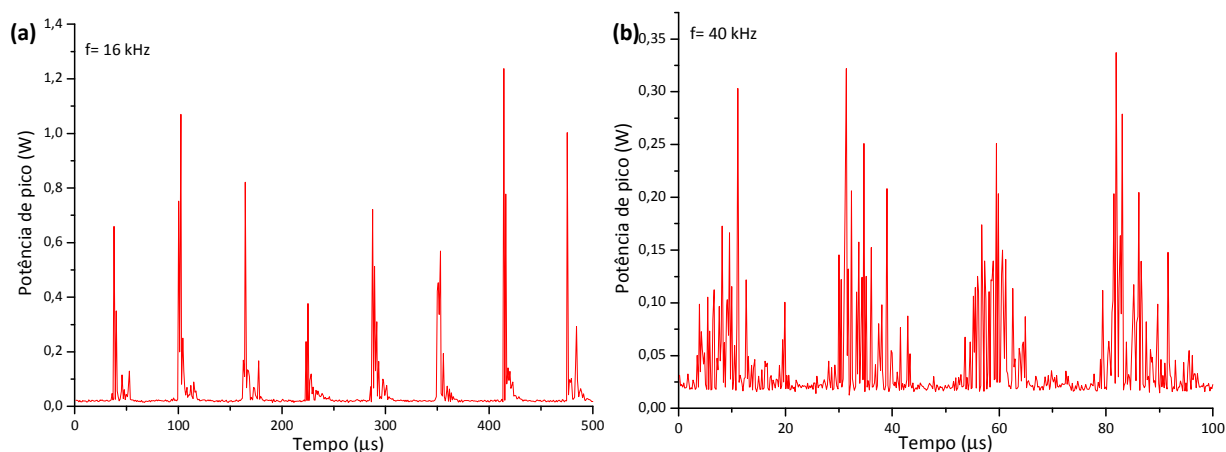


consequentemente o ganho também, resultando num impulso com menor potência. Impulsos com uma potência de pico de 1.2 W foram obtidos a uma taxa de repetição de 16 kHz. Relativamente à potência média obtida, observa-se uma diminuição desta a partir de uma frequência de 16 kHz. Seria de esperar que a potência média aumentasse rapidamente para baixas taxas de repetição, até atingir um valor constante, à medida que o laser atinge estado estacionário. No entanto, conforme se aumenta a taxa de repetição, diminui-se o tempo de resposta da bobina e aumenta-se a impedância desta, resultando numa diminuição da corrente média que atravessa a bobina. De facto, para taxas de repetição de 100 kHz, verificou-se que a amplitude da onda aplicada à bobina diminuía para menos de metade do seu valor inicial, e que correntes máximas de 330 mA eram aplicadas ao material magnetostritivo. Assim sendo, o deslocamento da FBG de 26.5% é menor que o necessário, e o factor Q da cavidade é reduzido, o que conduz a uma diminuição da potência média no sistema, conforme se aumenta a taxa de repetição.

Para frequências abaixo de 7kHz foram observados múltiplos picos de emissão, conduzindo a impulsos de fraca qualidade. Neste caso, a corrente é aplicada à bobina durante um espaço de tempo maior, e a modulação das perdas na cavidade é mais lenta. Para além disso, numa cavidade totalmente invertida, os lobos laterais das FBGs apodizadas podem interagir gerando acção laser e mesmo oscilações de relaxação antes do pico principal. Este efeito é dependente do ganho, e portanto não é muito visível para taxas de repetição acima dos 7 kHz. Quando se passa de 16 kHz para uma frequência de 15 kHz, observa-se uma diminuição muito brusca da potência de pico, com a geração de múltiplos impulsos. A potência de pico obtida a esta taxa de repetição tem um valor médio de 436 mW, que é também um valor mais baixo que o obtido para uma taxa de repetição de 8 kHz (775 mW) e 10 kHz (555 mW). Contudo, a nível do desempenho do circuito eléctrico não são observadas alterações na onda sinusoidal aplicada à bobina na frequência de 15 kHz, indicando que possivelmente esta é uma frequência de ressonância do Terfenol-D. A frequência, ou frequências a que o material magnetostritivo entra em ressonância variam significativamente com as condições de operação, tais como, a geometria do núcleo, campo magnético AC aplicado, temperatura de operação, pré-tensão mecânica, entre outros [51]. Para as frequências de ressonância do material o desempenho do dispositivo magnetostritivo é bastante reduzido, e por isso não se deve operar a estas frequências.

A duração do impulso aumenta com o aumento da taxa de repetição conforme seria de esperar. No entanto, não foi possível medir quantitativamente este valor, dada a instabilidade dos impulsos ópticos, e a existência de vários impulsos mode-locking no envelope do impulso principal. Este factor provoca um erro nas medições, uma vez que geralmente é medido uma parte do impulso, e não o envelope completo. Para a taxa de repetição de 16 kHz, fazendo a média do envelope do impulso no osciloscópio, foi estimada uma largura do impulso entre 0.7 e 1.8  $\mu$ s. A largura do impulso pode chegar a 6-7  $\mu$ s para taxas de repetição mais elevadas.

Na Figura 3.16 são apresentados a forma dos impulsos para duas taxas de repetição distintas, a 16 e 40 kHz. Observa-se mais uma vez, uma diminuição da potência de pico e um aumento da largura do impulso para a taxa de repetição mais elevada. Para a taxa de repetição de 40 kHz, verifica-se um aumento significativo do nível de ASE entre impulsos, indicando uma diminuição do factor de qualidade da cavidade relativamente ao caso anterior. Este facto deve-se ao aumento do tempo de subida da corrente na bobina com o aumento da taxa de repetição, conforme foi referido anteriormente.



**Figura 3.16** – Potência de pico dos impulsos no domínio temporal para (a) 16 kHz e (b) 40 kHz.

Uma forma de obter melhores resultados seria utilizar as duas FBGs da cavidade sintonizadas quando o campo magnético aplicado é nulo. Desta forma, o tempo de resposta do Terfenol-D ao campo magnético aplicado diminui (aumentando a rapidez da modulação Q-switching), sendo mais fácil obter um factor Q elevado na cavidade, mesmo para taxas de repetição elevadas. A diminuição do tempo de resposta da bobina à corrente aplicada até pelo menos 3  $\mu$ s, garante que a velocidade de modulação das perdas na cavidade apenas é limitada pela resposta em frequência do material magnetostritivo. Desta forma é possível maximizar a modulação das perdas da cavidade, para obter impulsos ópticos com maior potência de pico e menor largura. Para isso teria de se aumentar o valor da resistência de 24  $\Omega$  no circuito da Figura 3.11, para a ordem das centenas, o que implicaria por sua vez um aumento da tensão de alimentação da bobina para garantir os mesmos valores de corrente aplicada anteriormente. A utilização de FBGs sintonizadas com larguras espectrais menores permite também um aumento do desempenho do modulador magnetostritivo, aumentando a velocidade de modulação das perdas na cavidade e diminuindo a necessidade de aplicação de correntes tão elevadas à bobina.

Mesmo com algumas limitações na configuração experimental, reflectidas principalmente na lenta modulação do factor Q da cavidade, foram observados impulsos com elevadas potências de pico. No entanto, os impulsos ópticos obtidos com o laser Q-switched mostram-se bastante largos e instáveis, características indesejáveis para a sua utilização como fonte de bombeamento de um sistema laser de elevada potência.

## 4 Adaptador de modo em fibra

### 4.1 Introdução

Nos últimos anos, houve um enorme progresso no desenvolvimento dos lasers de fibra de alta potência [52],[53]. Para se aumentar o nível de potência e diminuir os efeitos não lineares neste tipo de lasers é necessário utilizar fibras LMA. Estas fibras são fabricadas com uma abertura numérica (NA) muito baixa para permitir que apenas o modo fundamental seja propagado. Contudo, torna-se difícil manter apenas a propagação deste modo à medida que o tamanho do núcleo é aumentado.

Nas fibras LMA a operação no modo fundamental foi demonstrada excitando este mesmo modo através de impulsos ultra curtos [54], de FBGs de longo período [55], utilizando fibras LMA com diferentes propriedades [56], ou alterando a distribuição do dopante no núcleo da fibra [57]. No entanto estes métodos não são muito flexíveis quando se pretendem utilizar diferentes tipos de fibra.

Nos sistemas laser de alta potência, faz-se frequentemente o bombeamento utilizando fibras monomodo e depois utilizando fibras LMA de dupla bainha como meio de ganho. Estas fibras com diferentes aberturas numéricas, ou diferentes geometrias geram elevadas perdas na sua união, indesejáveis quando se pretende obter elevadas potências de saída. Por outras palavras, devido ao desalinhamento modal (*modal mismatch*) entre as fibras, o modo fundamental da primeira fibra pode não excitar totalmente o modo fundamental da segunda fibra, e parte da energia é acoplada para modos de ordem superior. Desta forma são geradas perdas de potência sob a forma de radiação que diminuem o desempenho dos lasers de fibra óptica. Os adaptadores ou conversores do modo (MFA – *Mode Field Adaptors*) surgem assim como um importante componente dos lasers de fibra de elevada potência.

Os MFA de operação no modo fundamental transformam este modo de uma fibra de diâmetro menor para outra de diâmetro maior, com baixas perdas de potência óptica. Existem várias formas de fazer adaptação do modo. Uma delas consiste no aquecimento da fibra, difundindo termicamente o seu núcleo, e assim alterando o tamanho do modo da fibra. Esta técnica designa-se por TEC – *Thermal Expanded Core* e tem sido muito utilizada em fibras monomodo [58]-[61]. Outra técnica consiste na fabricação de um “*taper*” em fibra, que vai alterar a geometria da fibra, e consequentemente o tamanho do modo desta [62]-[63]. Pode-se ainda utilizar uma combinação de ambas as técnicas [64],[65]. Independentemente da técnica utilizada para a sua fabricação, o adaptador de modo baseado num *taper* deve ser adiabático, isto é, a alteração do tamanho do modo deve ser bastante lenta ao longo do *taper* de forma a preservar a energia do modo fundamental da fibra, com o mínimo de perdas possível.

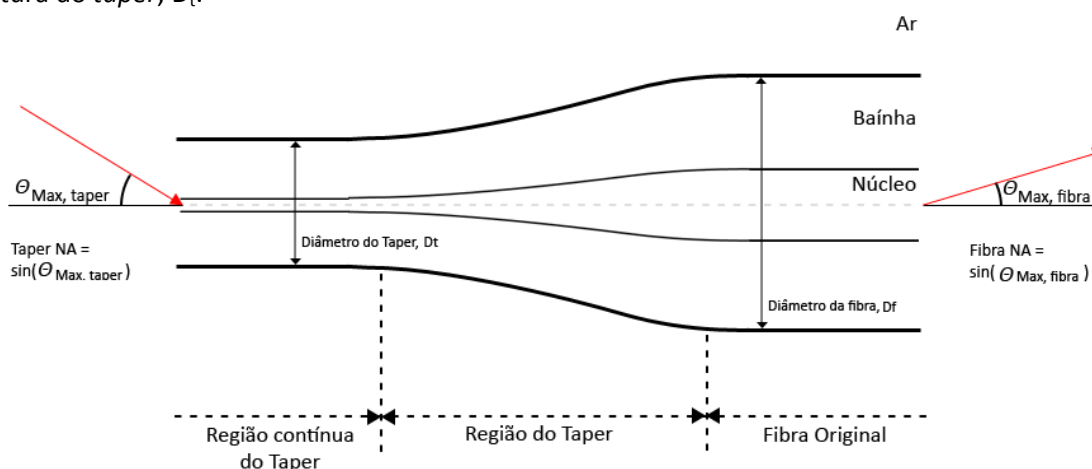
Este dispositivo deverá ser compacto, robusto, de baixo custo, capaz de aguentar com potências muito elevadas, e capaz de dissipar vários watts de potência perdida. A implementação deste componente em fibra, permite substituir os componentes ópticos passivos convencionais (como espelhos e lentes) nas configurações laser, impulsionando o desenvolvimento de lasers de alta potência comerciais.

Neste capítulo apresentam-se os resultados para um adaptador do modo de uma fibra monomodo (HI1060) para uma fibra LMA 25/250, baseado na construção de um *taper* na fibra LMA. Este componente deverá ter baixas perdas, e preservar o modo fundamental com elevada estabilidade, sem excitar modos de ordem superior. Este componente será posteriormente utilizado no MOPA desenvolvido na Multiwave Photonics, S. A..

Uma abordagem mais detalhada acerca dos tapers em fibra óptica será feita na secção seguinte. É realizada uma descrição da produção do adaptador de modo, e são apresentados os resultados obtidos experimentalmente, bem como o perfil do *taper* simulado.

## 4.2 Tapers em fibra óptica

Um *taper* consiste num pedaço de fibra aquecida por uma fonte de calor e esticada, alterando a sua geometria ao longo do comprimento desta. Na Figura 4.1 está ilustrado o perfil de um *taper* em fibra óptica. A partir do lado direito da fibra, observa-se uma redução gradual do tamanho do diâmetro desta (Região do *taper*), até se atingir uma zona onde esse diâmetro tem valor aproximadamente constante (Região contínua do *taper*), que se designa de diâmetro da cintura do *taper*,  $D_t$ .



**Figura 4.1** – Representação do perfil radial de um *taper* em fibra óptica.

Num *taper* em fibra monomodo o conceito básico é que a luz do modo fundamental que se propaga no núcleo, seja transformada ao longo da transição do *taper* num modo que se propaga pela bainha. Assim, na região contínua do *taper*, o diâmetro do núcleo é tão pequeno, que este praticamente não tem influência na propagação do modo, e tem-se um modo guiado apenas pela interface bainha/ar. As suas aplicações são as mais variadas, nomeadamente em *fused tapered couplers* [62],[66], sensores de fibra óptica [67],[68], adaptadores do modo [63],[69], expansores do modo [70],[71], filtros no comprimento de onda [72], geração supercontínua [73] e redução das perdas numa união entre fibras diferentes [74],[75], entre outros.

O estudo dos *tapers* em fibras multimodo, por sua vez, ainda é bastante reduzido, uma vez que o núcleo deste tipo de fibras suporta mais do que um modo. Assim sendo, surge uma dificuldade acrescida para guiar apenas o modo fundamental no núcleo da fibra, e suprimir os restantes modos de ordem superior. A principal aplicação dos *tapers* neste tipo de fibras consiste na preservação da qualidade do feixe em sistemas de alta potência. Através da utilização de um *taper* em fibra LMA de dupla bainha dopada com Yb<sup>3+</sup> num laser demonstrou-se a excitação do modo fundamental, com uma melhoria significativa da qualidade do feixe e baixas perdas [8]. Recentemente, a conversão da radiação multimodo para monomodo foi obtida numa fibra multimodo utilizando um *taper* [76].

Na transição ao longo de um *taper* são alterados vários parâmetros, como a abertura numérica, e a geometria da fibra. Ou seja, quando a luz se propaga ao longo de um *taper* até atingir a região contínua, o ângulo que a luz faz com o seu eixo aumenta, aumentando consequentemente a abertura numérica. Pelo contrário, quando a luz se propaga desde um raio

menor do *taper* até um raio maior, o ângulo que a luz faz com o seu eixo diminui, bem como a sua abertura numérica. Desta forma, o tamanho do modo que se propaga numa fibra pode ser ajustado, por exemplo para reduzir a diferença entre os modos de fibras com uma abertura numérica e/ou diâmetros diferentes, ou para melhorar a eficiência de acoplamento com a fonte de bombeamento. No entanto para a transformação do modo fundamental ocorrer com baixas perdas de radiação, a transição ao longo da forma do *taper* deve ser suficientemente lenta, para a conversão do modo ser adiabática em todos os pontos. Assim, à medida que a luz se propaga ao longo de um *taper* com uma transição suficientemente lenta, existe conservação do brilho e a seguinte equação aplica-se [77]:

$$NA_{in}D_{in} = NA_{out}D_{out} \Leftrightarrow \frac{NA_{in}}{NA_{out}} = \frac{D_{out}}{D_{in}} \quad (4.1)$$

onde  $D$  corresponde ao valor do diâmetro, e  $NA$  corresponde à abertura numérica, dada por

$$NA = \sin \theta_{max} = (n_{core}^2 - n_{clad}^2)^{1/2} \quad (4.2)$$

sendo que  $\theta_{max}$  corresponde ao ângulo de incidência máximo da luz à entrada da fibra, de modo a que este seja guiado pelo núcleo da fibra, e  $n_{core}$  e  $n_{clad}$  correspondem respectivamente ao índice de refração do núcleo e da bainha, respectivamente.

A alteração do perfil do índice de refração conduz a uma perda de potência por acoplamento do modo fundamental,  $HE_{11}$ , em modos de radiação de ordem superior. Se o processo de formação do *taper* for adiabático [78], isto é, se a perturbação causada pela variação do diâmetro da fibra for muito pequena, a transferência de potência do modo fundamental para os modos de ordem superior é desprezável [78],[79].

### 4.2.1 Adiabaticidade

Um *taper* é adiabático se o ângulo sólido que este faz com o eixo de propagação da fibra for suficientemente pequeno para garantir a propagação do modo fundamental com baixas perdas. Assim, se a alteração do tamanho do modo ao longo do *taper* ocorrer de forma bastante lenta, praticamente não há perdas de radiação por acoplamento com modos de ordem superior, e a luz é propagada no modo fundamental.

Numa fibra uniforme o modo fundamental é transversalmente invariável, isto é, o perfil do índice de refração e geometria da fibra permanecem inalterados ao longo do eixo de propagação. Porém, isto já não se verifica num *taper*. Assim, o campo do modo fundamental que se propaga ao longo de um *taper* com uma transição muito brusca, pode não ser capaz de alterar a distribuição transversal rápido o suficiente para conseguir acompanhar a variação do modo fundamental local, cuja forma é determinada pela secção cruzada do *taper*. Consequentemente, o modo fundamental perde potência através de radiação na bainha da fibra, por acoplamento para modos de ordem superior. Intuitivamente, será de se esperar um dispositivo com menos perdas, quanto mais lenta for a alteração do índice de refração e diâmetro da fibra, e portanto quanto menor for o ângulo que o *taper* faz com o eixo de propagação. No entanto, na prática existe um limite para o valor mínimo que o ângulo do *taper* pode ter num comprimento. Para além disso, um dispositivo muito longo apresenta dificuldades acrescidas na sua fabricação e empacotamento, e maior susceptibilidade aos efeitos da temperatura. É por isso necessário fazer um balanço entre o comprimento e as perdas por acoplamento do *taper*, garantindo uma transição adiabática num dispositivo o mais compacto possível.

Com base na aproximação dos modos locais, foi desenvolvido um critério para estudar a taxa a que o diâmetro da fibra pode ser alterado, assegurando uma propagação aproximadamente

adiabática [78]. Esta aproximação considera que através da geometria do perfil do *taper* é possível determinar o campo e a constante de propagação local do modo, em cada posição ao longo deste. Para o acoplamento entre dois modos ser desprezado, o comprimento do *taper* deve ser maior que o comprimento de acoplamento entre o modo fundamental e o modo de acoplamento dominante [80],[81]. O comprimento de acoplamento entre dois modos é dado pela relação:

$$z_b = \frac{2\pi}{\beta_1(z) - \beta_2(z)} \quad (4.3)$$

onde  $\beta_1 = k n_1$  e  $\beta_2 = k n_2$  são as constantes de propagação locais calculadas para cada posição  $z$  ao longo do *taper*, com  $k$  o vector de onda. Assumindo que o *taper* é simétrico relativamente ao eixo, o acoplamento do modo fundamental,  $HE_{11}$ , ocorre predominantemente para modos de ordem superior com a mesma simetria azimutal,  $HE_{1m}$  ( $m = 2, 3, \dots$ ). Geralmente o acoplamento ocorre para o modo com a constante de propagação mais próxima da do modo fundamental, isto é, o modo  $HE_{12}$ . Para que o comprimento de acoplamento entre o modo  $HE_{11}$  e  $HE_{12}$  seja menor que o comprimento do *taper*, a variação do diâmetro da fibra ao longo do *taper* deve satisfazer a condição

$$\left| \frac{d\rho}{dz} \right| \leq \frac{\rho (\beta_1 - \beta_2)}{2\pi} \Leftrightarrow \left| \frac{d\rho}{dz} \right| \leq \frac{\rho}{z_b} \quad (4.4)$$

sendo  $\beta_1$  e  $\beta_2$  a constante de propagação do modo  $HE_{11}$  e  $HE_{12}$ , respectivamente, e  $\rho$  o raio do núcleo local do *taper*.

### 4.3 Modo fundamental e constante de propagação de uma fibra

A propagação da radiação ao longo de um *taper* pode ser descrita por dois modelos teóricos diferentes: as equações de Maxwell do vector de onda ou a equação de onda escalar. Numa fibra com índice de refração em degrau, geralmente a diferença dos índices entre o núcleo e a bainha é muito pequena ( $n_{core} \approx n_{clad}$ ), aplicando-se a aproximação denominada por *weakly guiding* [82], que permite que a equação do vector de onda seja reduzida à equação de onda escalar. As soluções modais desta aproximação são também simplificadas, sendo designadas de modos linearmente polarizados,  $LP_{lm}$ . Os modos  $LP_{0m}$  são derivados dos modos  $HE_{1m}$ , e por isso o modo fundamental  $LP_{01}$  corresponde ao modo  $HE_{11}$ .

Desta forma, é possível determinar teoricamente a constante de propagação e a distribuição do campo radial do modo fundamental local para cada posição ao longo do *taper* a partir das soluções da equação de onda escalar.

A simetria cilíndrica do guia de ondas permite expressar os campos do modo fundamental em coordenadas cilíndricas polares ( $r, z, \phi$ ). A função dependente de  $\phi$  na equação de onda é uma função periódica da forma  $e^{il\phi}$ , onde  $l$  é a variação azimutal do modo  $LP$ , que para o modo  $LP_{01}$  é nula. Assim sendo, a solução da equação de onda assume uma solução na forma  $\psi(r)e^{i\beta z}$ , onde  $\psi(r)$  é a componente transversal do campo do modo,  $\beta$  é a constante de propagação e  $z$  o eixo de propagação da fibra [83]. A solução da equação de onda contém sempre uma dependência do tempo implícita,  $e^{-i\omega t}$ .

A equação de onda escalar radial [83],  $\psi(r)$  é dada por,

$$\frac{\partial^2 \psi(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi(r)}{\partial r} + [k^2 n^2(r) - \beta^2] \psi(r) = 0 \quad (4.5)$$

onde  $n(r)$  é o perfil do índice de refração da fibra e  $k = 2\pi/\lambda$  o vector de onda. Normalizando o raio da fibra,  $R = r/\rho$ , a equação (4.5) vem

$$\frac{\partial^2 \psi(R)}{\partial R^2} + R \frac{\partial \psi(R)}{\partial R} + \rho^2 [k^2 n^2(R) - \beta^2] \psi(R) = 0 \quad (4.6)$$

Esta equação juntamente com as condições fronteira, definem os valores próprios que permitem determinar o campo transversal do modo da fibra, e a respectiva constante de propagação.

O campo do modo das fibras ópticas depende de parâmetros físicos da fibra, como a abertura numérica ( $NA$ ), o raio do núcleo ( $\rho$ ), e o comprimento de onda ( $\lambda$ ). Estes parâmetros combinados permitem avaliar o comportamento monomodo ou multimodo de uma fibra, através da seguinte expressão:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \rho NA \quad (4.7)$$

Adicionalmente, para simplificar a descrição do campo dos modos utilizam-se parâmetros modais adimensionais,  $U$  e  $W$ , para o núcleo e a bainha respectivamente, definidos por

$$U = \rho(k^2 n_{core}^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (4.8)$$

$$W = \rho(\beta^2 - k^2 n_{clad}^2)^{1/2} \quad (4.9)$$

O valor da constante de propagação,  $\beta$  deve-se situar entre

$$kn_{clad} \leq \beta \leq kn_{core} \quad (4.10)$$

onde  $\beta = kn_{clad}$  corresponde à condição de corte, isto é, ao valor mínimo que  $\beta$  pode assumir para o modo continuar a ser guiado pela fibra.

A solução da equação de onda pode ser expressa através da composição linear de funções de Bessel e funções de Bessel modificadas.

$$\psi(R) = \begin{cases} A J_0(UR) & 0 \leq R \leq 1 \\ B K_0(WR) & R \geq 1 \end{cases} \quad (4.11)$$

Na região do núcleo ( $0 < R < 1$ ) a solução para o campo do modo fundamental é uma função de Bessel do primeiro tipo de ordem zero,  $J_0$ , e para a região da bainha ( $R > 1$ ), a solução é uma função de Bessel modificada do segundo tipo de ordem zero,  $K_0$ . As constantes  $A$  e  $B$  determinam a amplitude do campo e são inicialmente desconhecidas. Na fronteira entre o núcleo e a bainha é imposta a condição de que  $\psi(R)$  e  $\partial\psi(R)/\partial R$  são funções contínuas. Através desta condição determina-se a equação dos valores próprios da constante de propagação para cada modo. Por definição o modo fundamental possui o maior valor de  $\beta$ . No entanto, cada equação dos valores próprios é muito complicada de resolver analiticamente, e é necessário recorrer a soluções numéricas. Através do valor próprio da constante de propagação do modo fundamental é possível obter a distribuição do campo para cada posição  $z$  ao longo do *taper*.

A derivada da solução da equação de onda,  $\psi'(R)$ , é dada por

$$\psi'(R) = \begin{cases} -UA J_1(UR) & 0 \leq R \leq 1 \\ -WB K_1(WR) & R \geq 1 \end{cases} \quad (4.12)$$

Igualando para  $R = 1$  a distribuição radial do campo obtém-se o valor das constantes  $A$  e  $B$ , dadas por

$$B = A \frac{J_0(U)}{K_0(W)} \quad (4.13)$$

Substituindo o valor de  $B$  na derivada da distribuição radial do campo, para a condição de fronteira ( $R = 1$ ), obtém-se a equação dos valores próprios de uma fibra com perfil do índice de refração em degrau [83],[84].

$$U \frac{J_1(UR)}{J_0(UR)} = W \frac{K_1(WR)}{K_0(WR)} \quad (4.14)$$

Recorrendo a esta equação determina-se o valor de  $\beta$  do modo fundamental em cada posição  $z$  ao longo do *taper*, e posteriormente obtém-se a distribuição radial do campo do modo.

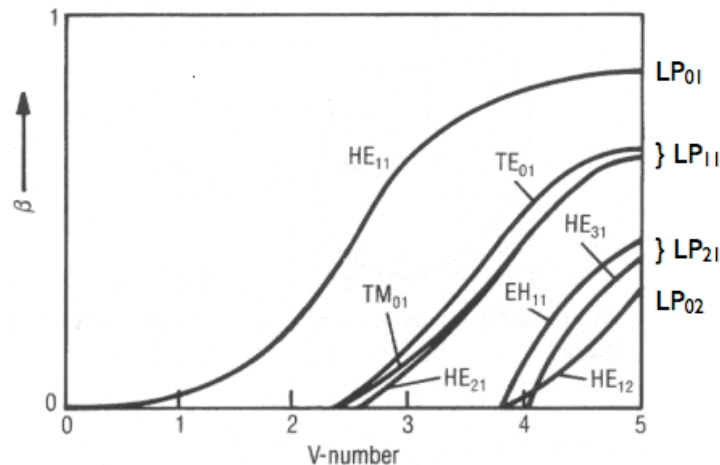
#### 4.4 Fabricação do adaptador de modo

Para aumentar o desempenho dos sistemas laser de elevada potência é necessário minimizar as perdas por acoplamento para modos de ordem superior, e garantir o funcionamento do laser no modo fundamental. Neste tipo de lasers, existe geralmente a necessidade de passar de fibras monomodo para fibras de dupla bainha, para aumentar a potência à saída. No entanto, quando se pretende fazer a junção de duas fibras diferentes, a diferença entre os modos destas gera perdas de radiação elevadas.

Os adaptadores de modo devem conseguir preservar toda a energia no modo fundamental, suportar elevadas potências, e ser capazes de dissipar vários Watts de potência perdida. Recentemente, foi demonstrado um conversor de radiação multimodo para radiação monomodo, baseado num *taper* em fibra multimodo [76], onde a luz da fonte laser era acoplada na fibra utilizando lentes ópticas que introduzem algumas perdas de radiação. Faucher *et al.* [64], combinaram a expansão térmica do núcleo e a utilização de um *taper* para construir um adaptador do modo fundamental em fibra.

Neste trabalho pretendia-se fazer a adaptação do modo fundamental de uma fibra HI1060 para uma fibra LMA 25/250. Estas fibras têm geometrias e aberturas numéricas muito diferentes, e consequentemente os seus modos fundamentais não são coincidentes. A diferença entre modos pode ser minimizada utilizando um *taper* em fibra LMA 25/250 antes de fazer a união entre as duas fibras.

A fibra HI1060 é uma fibra monomodo usual, com 5  $\mu\text{m}$  e 125  $\mu\text{m}$  de diâmetro do núcleo e bainha, respectivamente. A sua abertura numérica é 0.14, e o valor da frequência normalizada,  $V$  a 1060 nm é de 2.07. Na fibra LMA 25/250, o núcleo tem um diâmetro 25  $\mu\text{m}$ , e a bainha 250  $\mu\text{m}$  de diâmetro. Esta fibra tem uma abertura numérica muito reduzida, de 0.06, e por isso é bastante sensível a curvaturas. A frequência normalizada da fibra LMA 25/250 é de 4.45, o que significa que o núcleo desta fibra suporta aproximadamente 4 modos LP a 1060 nm. O gráfico seguinte representa a constante de propagação normalizada em função da frequência normalizada, mostrando os modos LP que são guiados pelas fibras.



**Figura 4.2** – Constante de propagação normalizada em função da frequência normalizada [85].



O *taper* da fibra LMA 25/250 deve ter baixas perdas para o modo fundamental, e elevadas perdas para os restantes modos de ordem superior. Isto é conseguido reduzindo o diâmetro do núcleo até um valor em que apenas seja suportado o modo fundamental. No entanto, conforme o diâmetro do *taper* vai aumentando, os modos de ordem superior podem voltar a acoplar-se novamente na fibra. Para evitar estes problemas, a variação do diâmetro do *taper* deve ser muito lenta, isto é, o *taper* deve ser adiabático.

A construção do adaptador do modo consiste em quatro passos diferentes. Começa-se por fabricar o *taper* em fibra LMA 25/250. De seguida o *taper* é cortado na região da cintura deste, sendo depois unido à fibra HI1060 utilizando uma máquina de uniões. Finalmente, procede-se à parte do empacotamento do dispositivo, que consiste no revestimento da parte da união das fibras com um material capaz de retirar a luz ainda existente na bainha.

Na secção seguinte descreve-se todo o processo de fabrico dos *tapers* em fibra óptica.

#### 4.4.1 Fabricação de tapers em fibra

Para o adaptador do modo fundamental ser construído com o mínimo de perdas possível, é preciso satisfazer o critério de adiabaticidade. Por isso, os parâmetros como o diâmetro da cintura, o comprimento e a forma do *taper* devem ser controlados durante o processo de fabricação.

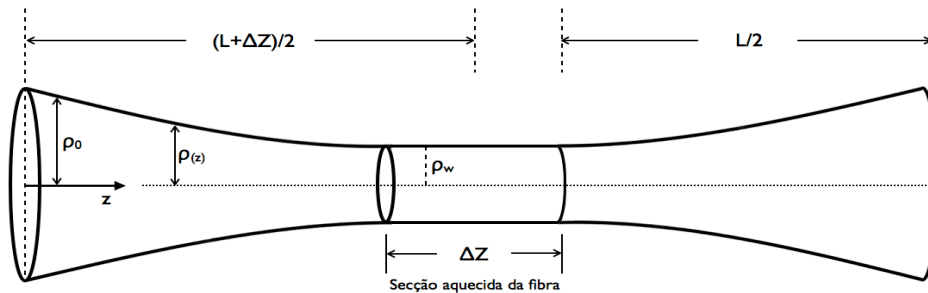
A forma de um *taper* depende da técnica específica usada na sua fabricação [86]. Um simples modelo teórico para a forma do *taper* assume que uma fibra com um raio  $\rho_0$  é uniformemente aquecida num comprimento fixo de fibra,  $\Delta z$ , e esticada até um comprimento  $L$  (Figura 4.3). O diâmetro da cintura do taper  $\rho_w$ , prevê-se que varie com a elongação do taper  $L$  como [86],[87]

$$\rho_w = \rho_0 e^{-L/2\Delta z} \quad (4.15)$$

onde  $\rho_0$  é o raio inicial da fibra. O perfil do *taper* é uma função exponencial, e o seu raio local  $\rho(z)$  em cada posição  $z$  ao longo do *taper* é dado por [86],[87]:

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-z/\Delta z} \quad (4.16)$$

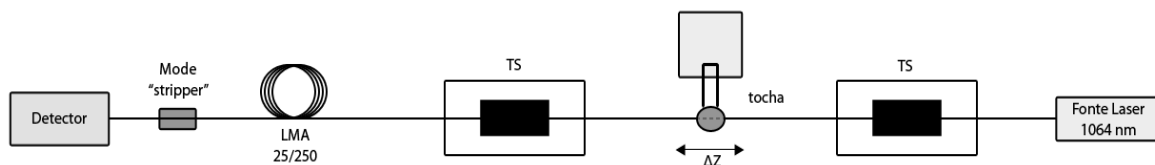
Este modelo foi implementado na prática, para a fabricação de *tapers*, utilizando como fonte de calor uma chama que faz um varrimento ao longo de  $\Delta z$  com velocidade constante [86].



**Figura 4.3** – Esquema de um *taper* formado pelo aquecimento de uma fibra de raio  $\rho_0$  num comprimento de fixo  $\Delta z$  e esticada num comprimento  $L$ .

No processo de fabrico dos *tapers* em fibra a fibra deve ser apoiada horizontalmente, aquecida e esticada. A fonte de aquecimento é uma tocha, cuja chama corresponde aproximadamente a metade de uma esfera, com um diâmetro de aproximadamente 11mm. A tocha pode movimentar-se segundo os três eixos possíveis. Uma parte importante do processo de fabrico consiste em esticar a fibra para cada lado da zona quente, ao mesmo tempo que esta é aquecida pela chama, utilizando para o efeito duas carruagens (“*translations stages*” - TS) que se

deslocam à mesma velocidade. O esquema simplificado utilizado para o fabrico dos *tapers* está representado na Figura 4.4.



**Figura 4.4** – Esquema representativo do processo de fabrico dos *tapers* em fibra óptica.

A variação do diâmetro ao longo do perfil longitudinal do *taper* é controlada variando parâmetros como o comprimento do *taper*, a altura da tocha e a sua velocidade de varrimento, velocidade das carruagens, entre outros.

Antes de iniciar a produção dos *tapers* deve-se acender a tocha, e de seguida remover o revestimento da fibra e limpar cuidadosamente. De seguida a fibra deve ser colocada nas carruagens de forma a ficar bem presa ao longo de todo o processo de fabrico. Este passo é muito importante para garantir que a fibra é esticada identicamente a partir da zona central do *taper*. Após isto, pode iniciar-se a produção dos *tapers*, seleccionando previamente os parâmetros de fabrico.

Durante o processo de fabrico a tocha pode permanecer parada, ou pode oscilar com velocidade constante ao longo do comprimento  $\Delta z$ . Este último método assegura um aquecimento idêntico da chama em cada secção da fibra. Ambas as maneiras foram utilizadas para obtenção dos *tapers* em fibra LMA 25/250. Nos *tapers* produzidos utilizando a tocha parada verificou-se que existia uma região em que a fibra tinha sofrido maior efeito da temperatura da chama, a região onde o diâmetro do *taper* é menor. Contudo, esta região é tão pequena que se torna muito complicado realizar o corte do *taper* exactamente nessa região central. Já para *tapers* produzidos com a tocha a varrer um determinado comprimento de fibra com velocidade constante, obtiveram-se *tapers* com uma região contínua do *taper* mais longa. Assim sendo, o corte do *taper* é feito nesta região muito mais facilmente que no caso anterior. Para além disso os *tapers* fabricados por este último método correspondem aos *tapers* descritos pelo modelo teórico acima mencionado.

Durante o processo de fabrico consegue-se monitorizar e controlar o comprimento total do *taper*. No entanto, o controlo preciso do seu diâmetro não é um processo muito simples, uma vez que este não é monitorizado na sua produção. Portanto, para obter resultados reprodutíveis é necessário algum trabalho inicial de optimização das diversas variáveis que alteram o diâmetro da fibra ao longo do *taper*. Este valor depende do comprimento de fibra aquecida, e consequentemente da altura da tocha. O diâmetro é também dependente da forma como a fibra é aquecida, ou utilizando a tocha parada ou com uma determinada velocidade. A velocidade com que as carruagens esticam a fibra é controlada simultaneamente no processo de fabrico e pode tomar valores diferentes até se atingir o comprimento do *taper* definido. Este parâmetro é muito importante para a reprodutibilidade dos *tapers* fabricados. Utilizando uma velocidade muito grande a fibra é esticada muito rapidamente e o critério de adiabaticidade não é satisfeito. Por sua vez, utilizando uma velocidade demasiado pequena as carruagens podem não conseguir mover-se com tanta precisão e a fibra não é esticada identicamente. A alteração do comprimento final do *taper* provoca uma variação no diâmetro deste. Assim, de modo a obter resultados reprodutíveis, estes parâmetros devem ser cuidadosamente controlados e alterados.

Depois da produção do *taper*, deve-se realizar o corte das fibras para se proceder à sua união. O *taper* deve ser cortado na região central (região contínua do *taper*). A qualidade do corte é muito importante, pois vai influenciar a união entre duas fibras diferentes. Este processo nem sempre é fácil de atingir, uma vez que a máquina de corte utilizada é para fibras de 125  $\mu\text{m}$  diâmetro da bainha, e frequentemente o diâmetro do *taper* é inferior a estes valores. Para além disso, o comprimento total do *taper* é geralmente inferior a 10 mm, e o corte na região da cintura encontra-se sujeito a alguma imprecisão. Seguidamente procede-se à união da fibra HI1060 com o *taper* da fibra LMA 25/250, e medem-se as perdas do adaptador de modo.

Para finalizar procede-se ao empacotamento deste componente, fazendo um “*recoating*” com um material, por forma a eliminar a maioria da luz ainda existente na bainha, garantindo que não são excitados modos de ordem superior. Durante o processo de fabrico do adaptador de modo, foram monitorizadas as perdas de inserção, em conjunto com a qualidade do modo do dispositivo.

## 4.5 Resultados da adaptação do modo

Nesta secção apresentam-se os resultados obtidos para os adaptadores de modo fabricados. Inicialmente, começou-se por tentar otimizar a união entre a fibra HI1060 e a fibra LMA 25/250. De seguida, apresentam-se os resultados para os adaptadores de modo (de uma fibra HI1060 para uma fibra LMA 25/250) fabricados.

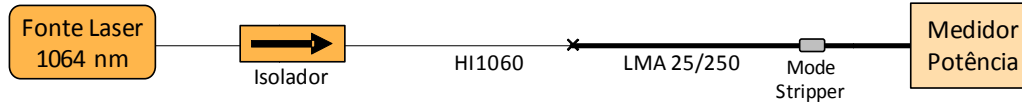
Os parâmetros mais importantes para caracterizar o MFA são as suas perdas de radiação e a qualidade do modo. Este último parâmetro está relacionado com a determinação do diâmetro do modo (MFD – *Mode Field Diameter*) e a sua excentricidade. Existem várias definições para determinar o MFD. A mais usual, e também a considerada ao longo deste trabalho baseia-se na definição Pettermann II. A distribuição da luz na fibra é aproximadamente gaussiana, e o tamanho do modo é definido como o diâmetro para o qual a intensidade do campo reduz até  $1/e^2$  do seu valor máximo.

A estabilidade térmica do adaptador de modo também foi estudada. Para tal, variou-se a temperatura entre -5°C e 75°C, monitorizando perdas e a qualidade do modo ao mesmo tempo.

### 4.5.1 *Splice* entre a fibra HI1060 – LMA 25/250

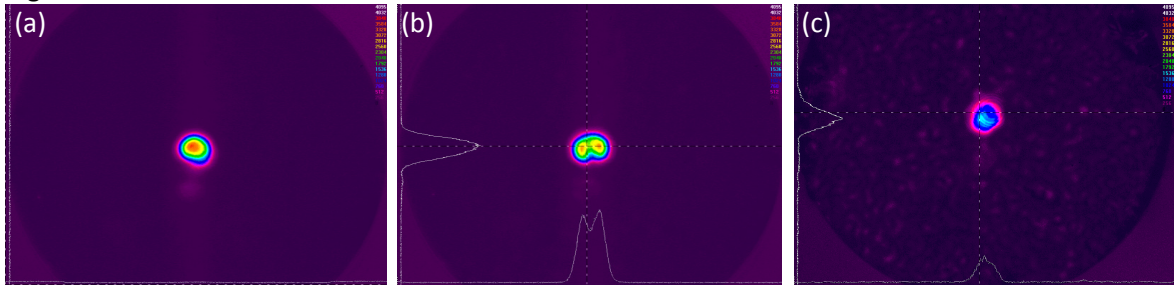
Antes de se proceder à fabricação do adaptador de modo, começou-se por uma tarefa mais simples: a optimização da junção (“*splice*”) entre a fibra HI1060 e a fibra LMA 25/250, sem recorrer à utilização de *taper*. Através da optimização do *splice* determina-se o valor mínimo de perdas e verifica-se a qualidade do modo fundamental. Para realizar a união utilizou-se uma máquina de fusão Ericsson FSU 995 PM, adequada para fazer a junção entre diferentes tipos de fibra. De forma a optimizar o processo de união por fusão da fibra foram alterados no programa alguns parâmetros como o tipo de alinhamento das fibras, a corrente aplicada no arco de fusão, o tempo de aplicação dessa corrente, o número de arcos necessários e o espaçamento entre as duas fibras, entre outros. No entanto, para assegurar que a união entre as fibras é optimizada, as perdas de potência óptica causadas por este devem ser medidas correctamente. Para tal a fonte laser que ilumina a fibra deve ser bastante estável, isto é, deve ter flutuações na potência de saída muito pequenas, de 0.02 dB. O esquema utilizado para medir as perdas do *splice* está representado na Figura 4.5. O *mode stripper* colocado na fibra LMA 25/250, consiste em revestir

um pedaço desta fibra com um material, que permita extrair a luz que se propaga na sua bainha, evitando que se excitem modos de ordem superior. Deve-se medir primeiro o valor da potência de referência na fibra HI1060. Este valor serve de referência ao valor da perda introduzida pela união das duas fibras.



**Figura 4.5** – Esquema utilizado para medição das perdas do splice da fibra HI1060 com a fibra LMA 25/250.

Depois de todo processo de otimização do programa de união da fibra HI1060 e LMA 25/250, o menor valor de perdas obtido, foi de aproximadamente 1.8 dB, que é ainda um valor bastante elevado. Também se mediu o modo após a união das fibras, uma vez que este é um parâmetro importante que assegura a qualidade do feixe de luz transmitido. Para tal, utilizou-se um microscópio ligado a uma câmara CCD na montagem utilizada anteriormente, no lugar do medidor de potência. Alguns dos resultados obtidos para o modo estão ilustrados nas figuras seguintes:



**Figura 4.6** – Medição do modo na junção da fibra HI1060 com a fibra LMA 25/250: (a) Modo fundamental com deformação; (b) Excitação do modo LP<sub>11</sub>; (c) Perda de luz na bainha e distorção do modo fundamental.

De acordo com as imagens anteriores, verificou-se que apesar de se conseguir excitar o modo fundamental na fibra LMA 25/250, este é bastante instável e dependente das posições desta fibra. Geralmente o modo fundamental LP<sub>01</sub> apresenta pequenas deformações na sua simetria (Figura 4.6 – (a)), indicando que o modo LP<sub>01</sub> da fibra HI1060 não está a excitar completamente o modo LP<sub>01</sub> da fibra LMA. Verifica-se que são excitados modos de ordem superior, como o modo LP<sub>11</sub> na Figura 4.6 – (b), através de pequenas curvaturas na fibra LMA, ou de alterações na posição desta. O acoplamento para modos de ordem superior é sempre indesejável, pois diminui a qualidade do feixe, e aumenta as perdas de luz. Em algumas das uniões destas fibras também se observou a existência de muita radiação na bainha, e uma enorme distorção do modo fundamental, conforme se observa na Figura 4.6 – (c). A luz observada na bainha excita modos de ordem superior na fibra, aumentando as perdas de inserção para o modo fundamental.

O diâmetro do modo fundamental foi determinado a  $1/e^2$  do valor máximo da intensidade da distribuição do campo do modo visualizado com a câmara. O seu valor é de aproximadamente 20.60  $\mu\text{m}$  no eixo dos xx, e de 21.08  $\mu\text{m}$  no eixo dos yy, o que equivale a uma ecentricidade do modo de 0.213. A ecentricidade do modo fornece um valor quantitativo que permite analisar o quão circular é o modo fundamental, sendo calculada por

$$\frac{\sqrt{MFD_x^2 - MFD_y^2}}{MFD_x} \quad (4.17)$$

onde  $MFD_x$  é o diâmetro do modo fundamental no eixo dos xx e  $MFD_y$  é o diâmetro do modo fundamental no eixo dos yy. Quanto mais próximo de zero for este valor, mais concêntrico é o modo fundamental medido.

O valor do diâmetro do modo fundamental e a sua ecentricidade foram medidos para as uniões que apresentaram menor distorção do modo LP<sub>01</sub> (ver exemplo na Figura 4.7). Assim sendo, uma vez que as perdas resultantes da união das fibras, e o formato do modo observado não são satisfatórios, optou-se por construir um adaptador de modo utilizando um *taper* em fibra LMA 25/250. O *taper* permite reduzir a diferença entre os modos destas fibras, sendo de esperar uma melhoria nas perdas obtidas e na qualidade do modo fundamental.

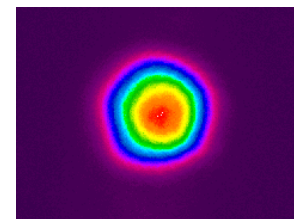


Figura 4.7 – Modo LP<sub>01</sub> observado após união das fibras.

#### 4.5.2 Adaptador de modo da fibra HI1060 – LMA 25/250

Neste trabalho pretendia-se adaptar o modo fundamental de uma fibra monomodo HI1060, com um núcleo muito pequeno (5  $\mu\text{m}$ ) para uma fibra LMA com um núcleo de 25  $\mu\text{m}$ , a fibra LMA 25/250. Devido à grande diferença na geometria destas duas fibras, a adaptação do modo não é tão simples como a adaptação entre duas fibras monomodo. Nas fibras multimodo a área do núcleo é substancialmente maior que nas fibras monomodo, sendo suportados mais modos. Desta forma, o acoplamento de modos de ordem superior, ou a mistura de modos são problemas mais frequentes nos *tapers* fabricados com este tipo de fibras. Para preservar toda a energia no modo fundamental, a transição no adaptador de modo deve ser adiabática.

A redução do diâmetro da fibra LMA 25/250 com um *taper* permite diminuir a diferença entre os modos das fibras, diminuindo as perdas na união destas. De acordo com a notação da equação ( 4.1 ) designa-se por  $D_{in}$  e  $NA_{in}$  o diâmetro e a abertura numérica da região central do *taper*, e por  $D_{out}$  e  $NA_{out}$  o diâmetro e a abertura numérica da fibra LMA 25/250 sem *taper*, respectivamente. Através desta equação, consegue-se determinar teoricamente o valor da abertura numérica que o *taper* deve tomar para existir conservação do brilho. Assim quando o diâmetro da cintura do *taper* iguala o diâmetro da bainha da fibra HI1060, de 125  $\mu\text{m}$ , a abertura numérica do *taper* tem o valor de  $NA_{in} \approx 0.12$ . No entanto, neste caso a luz da fibra HI1060 ( $NA = 0.14$ ) que incide no *taper* excede o valor da abertura numérica que este suporta, sendo de esperar que a luz escape para a bainha da fibra LMA e seja perdida. Para a fibra LMA ter uma abertura numérica de 0.14, o diâmetro da bainha desta deverá ter dimensão aproximada de 107  $\mu\text{m}$ , o que equivale a um diâmetro do núcleo de 10.7  $\mu\text{m}$ .

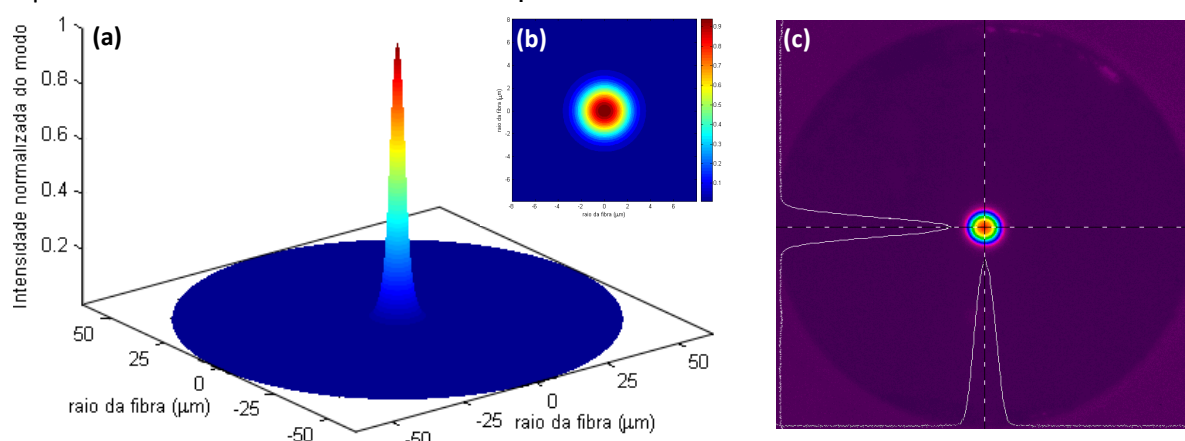
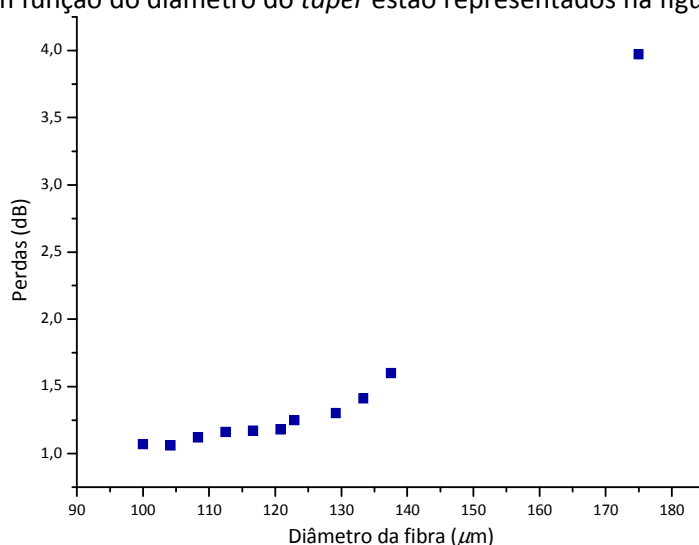


Figura 4.8 – (a) Perfil simulado do modo fundamental da fibra HI1060; Diâmetro do modo fundamental da fibra HI1060: simulado (b); medido (c).

O diâmetro do modo fundamental da fibra HI1060, correspondente ao perfil modal no início do adaptador modal, foi medido experimentalmente obtendo-se um valor de  $6.2 \pm 0.3 \mu\text{m}$  e uma

eccentricidade de  $0.03 \pm 0.01$ . Este valor é coerente com o diâmetro do campo do modo fundamental simulado, de  $6.01 \mu\text{m}$ . Na Figura 4.8 está representado o perfil do modo fundamental simulado e medido da fibra HI1060.

Inicialmente começou-se por estudar o comportamento das perdas de inserção e a qualidade do modo do MFA, para diferentes valores do diâmetro da cintura do *taper*,  $D_{\text{in}}$ . Com este objectivo foram fabricados vários *tapers* com diferentes diâmetros. Contudo, para se obterem resultados fiáveis, é necessário garantir que os *tapers* são fabricados sob as mesmas condições. Assim sendo, fixaram-se os parâmetros de fabrico, variando apenas o comprimento do *taper* entre 5 a 10 mm. Um aumento no comprimento final do *taper* conduz a uma diminuição do diâmetro central deste, e vice-versa. Os resultados obtidos para as perdas dos adaptadores de modo fabricados em função do diâmetro do *taper* estão representados na figura seguinte:



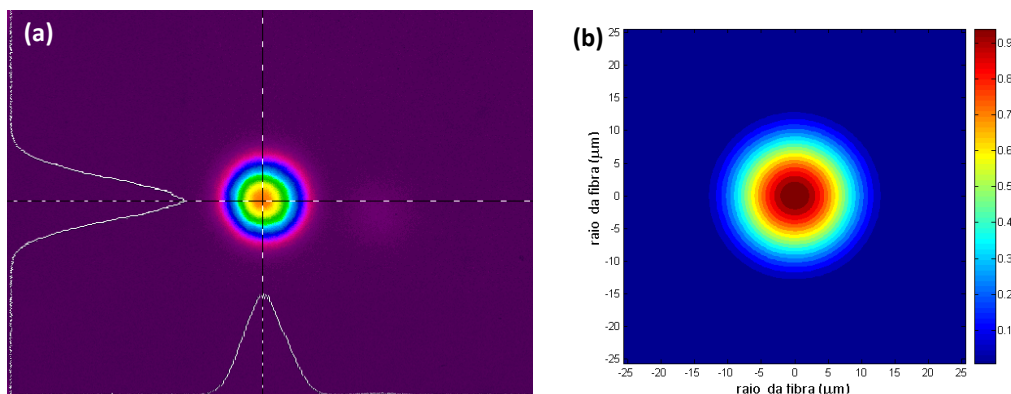
**Figura 4.9** – Perdas do adaptador de modo em função do diâmetro do *taper*.

De acordo com a figura, verifica-se um aumento das perdas de inserção do adaptador de modo com o aumento do diâmetro da cintura do *taper*. Isto ocorre uma vez que a abertura numérica diminui com o aumento do diâmetro do *taper*, e desta forma toda a radiação incidente na fibra com um ângulo de incidência superior ao cone de aceitação da luz do *taper* é perdida.

O valor mínimo das perdas medidas para este dispositivo foi de 0.9 dB antes do *recoating* e de 1.03 dB após o *recoating*. Esta pequena diferença de valores indica que o *taper* ainda não é totalmente adiabático, e a fibra LMA 25/250 tem alguma luz na bainha. Para além disso, como o *recoating* é feito após a união das duas fibras utilizadas, este vai retirar tanto a luz que exista na bainha da fibra LMA, como alguma luz que exista na bainha da fibra HI1060. No entanto, as perdas obtidas com o MFA fabricado utilizando um *taper* são muito menores que as perdas de 1.8 dB medidas na optimização da união entre as duas fibras. Os dispositivos com perdas menores apresentam um diâmetro entre 102 e 107  $\mu\text{m}$ , que corresponde aproximadamente ao valor previsto teoricamente. Para diâmetros inferiores a 97  $\mu\text{m}$  não foi possível obter quaisquer resultados para os adaptadores de modo, devido à fraca qualidade do corte do *taper*. A máquina de corte utilizada é optimizada para fibras de 125  $\mu\text{m}$ , tornando mais difícil realizar o corte de *tapers* com tamanho inferior. Para diâmetros mais pequenos que 97  $\mu\text{m}$  essa dificuldade é acrescida, não sendo possível obter um corte que possibilitasse a união do *taper* com a fibra monomodo.

Para este componente observou-se uma melhoria no perfil do modo medido, relativamente ao obtido na optimização da união entre as fibras. Verificou-se que o modo fundamental se propaga na fibra LMA 25/250 com grande estabilidade, e sem excitar modos de ordem superior, ao longo de alguns metros de fibra LMA. Na Figura 4.10 está um exemplo do perfil de intensidade

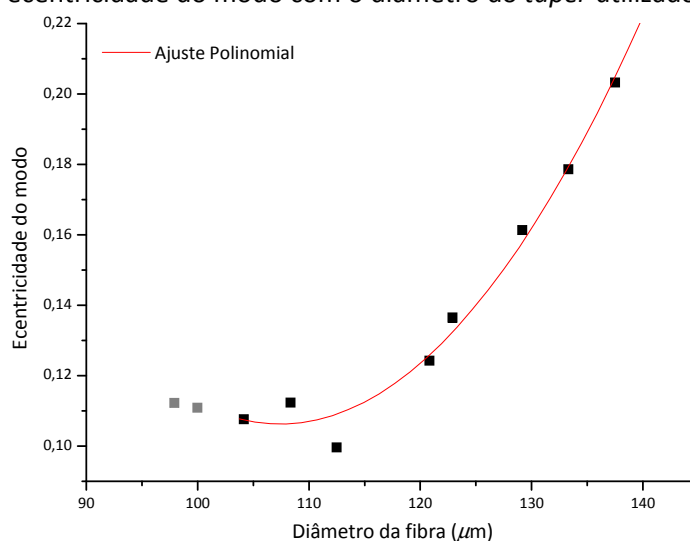
do modo fundamental obtido com um adaptador de modo fabricado com um diâmetro do *taper* de 104  $\mu\text{m}$ , perdas de inserção de 1.05 dB (após *recoating*) e ecentricidade de 0.09.



**Figura 4.10** – Visualização do modo fundamental: (a) num adaptador de modo fabricado; (b) simulado na fibra LMA 25/250.

A conversão do modo fundamental da fibra HI1060 para a fibra LMA 25/250 utilizando um *taper* resultou num aumento significativo da qualidade do modo. Este componente é relativamente insensível a pequenas curvaturas na fibra, permitindo que apenas o modo fundamental seja guiado, sem existir acoplamento para modos de ordem superior, ou perdas de radiação para a bainha. Conforme pode ser visualizado na figura anterior, o modo fundamental não apresenta deformação da sua forma, e tem uma grande ecentricidade.

O diâmetro do campo do modo foi determinado para todos os adaptadores de modo fabricados, utilizando como referência a fibra HI1060. O diâmetro da bainha desta fibra, de 125  $\mu\text{m}$ , foi obtido em pixels na imagem captada pela câmara CCD. Da mesma forma mediu-se o número de pixels a  $1/e^2$  do valor máximo da intensidade da distribuição do campo do modo, sendo possível determinar o diâmetro e a ecentricidade do modo fundamental guiado tanto na fibra HI1060 como na fibra LMA 25/250. O diâmetro do modo médio medido nos adaptadores do modo fundamental foi de cerca de  $21.9 \pm 0.7 \mu\text{m}$ , um valor semelhante ao valor do diâmetro do modo fundamental simulado, de 22.38  $\mu\text{m}$ . Em todos os adaptadores de modo fabricados verificou-se uma grande estabilidade do modo. Na Figura 4.11 apresenta-se o gráfico que relaciona o valor da ecentricidade do modo com o diâmetro do *taper* utilizado.



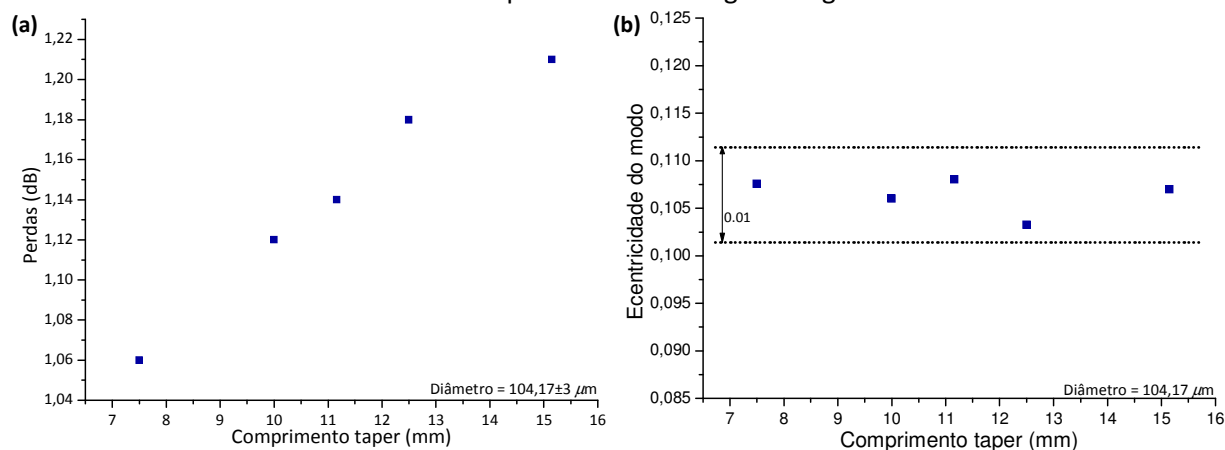
**Figura 4.11** – Ecentricidade do modo do MFA em função do diâmetro do *taper*.



Como seria de esperar, verifica-se uma diminuição da qualidade do modo fundamental quando se aumenta o diâmetro do *taper*. O modo dos MFAs observado é bastante circular e estável, e geralmente só nos *tapers* com diâmetro da cintura acima de 130  $\mu\text{m}$  se pode observar uma pequena deformação do modo LP<sub>01</sub>. A variação da ecentricidade dos vários adaptadores de modo fabricados pode ser ajustada por uma função quadrática para valores do diâmetro do *taper* superiores a 104  $\mu\text{m}$  (correspondente aproximadamente à abertura numérica da fibra HI1060), conforme se pode observar. Para valores abaixo deste diâmetro (pontos a cinzento no gráfico) não foi ajustada nenhuma função, dados os poucos pontos existentes.

A ecentricidade do modo para diâmetros inferiores a 120  $\mu\text{m}$  variou em média entre 0.9 e 0.12, com um erro de aproximadamente 0.02, tendo-se em alguns casos conseguido obter um modo com ecentricidade de 0.07. Para diâmetros próximos de 104  $\mu\text{m}$ , o valor da ecentricidade variou na gama de valores anterior, mas o valor médio obtido, de  $0.107 \pm 0.021$ , é mais baixo que para os restantes diâmetros estudados, estando mais uma vez de acordo com o valor teórico determinado. Para diâmetros próximos de 125  $\mu\text{m}$  e superiores a ecentricidade do modo fundamental visualizado foi geralmente superior a 0.15. Quando se comparam estes valores com o melhor valor de ecentricidade obtido na secção anterior (aproximadamente 0.21), repara-se numa enorme melhoria na qualidade do modo. Os adaptadores de modo fabricados apresentam uma deformação do modo menor, e uma maior estabilidade. O valor médio do diâmetro do modo medido é de 21.9  $\mu\text{m}$ . O valor do diâmetro do modo e a sua ecentricidade variam numa gama de valores superior às perdas de inserção, uma vez que o modo sofre pequenas alterações quando medido para diferentes alterações na disposição da fibra, enquanto que as perdas não são tão afectadas por este factor.

De seguida, pretendia-se estudar o desempenho do adaptador de modo, para *tapers* de diferentes comprimentos e igual diâmetro. O diâmetro da cintura do *taper* foi fixado em  $104 \pm 3$   $\mu\text{m}$  para otimizar os resultados do MFA. Das experiências efectuadas, observou-se que para conseguir aumentar o comprimento de um *taper* é necessário aumentar a distância entre a fibra e a tocha, e ao mesmo tempo esticar a fibra mais lentamente. Outra forma possível consiste em afastar a tocha da fibra e aumentar a velocidade de varrimento da tocha, gerando desta forma um aquecimento menos localizado na fibra. O comprimento do *taper* foi variado entre 7.5 mm e 15.15 mm para um diâmetro da cintura do *taper* de  $104.17 \pm 3$   $\mu\text{m}$ . As perdas e o perfil de intensidade do modo medidos estão representados nas figuras seguintes.



**Figura 4.12** – Gráfico das perdas de inserção em função do comprimento do *taper* (a); gráfico da ecentricidade do modo em função do comprimento do *taper* (b).

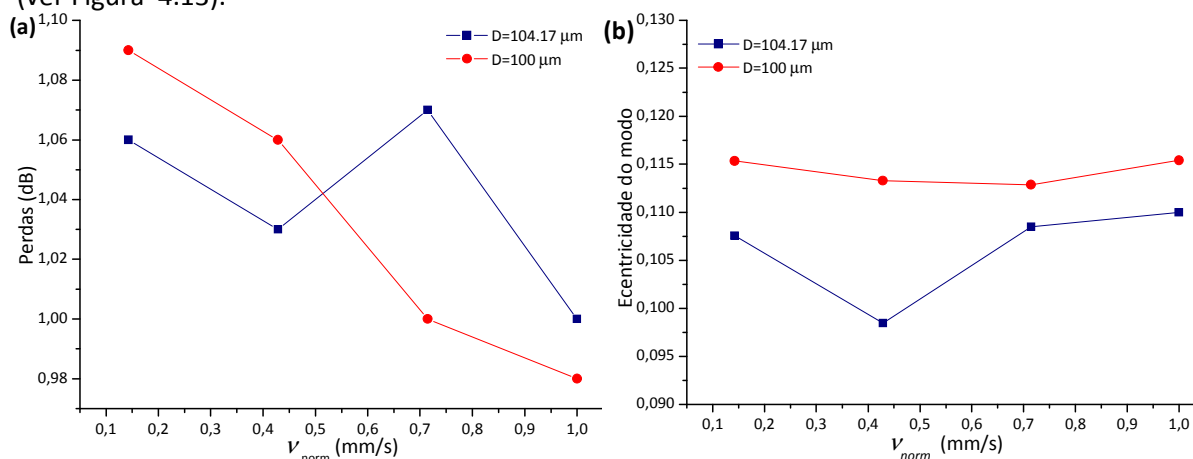
Verifica-se que as perdas aumentam com o aumento do comprimento do *taper*. No entanto, antes do *recoating* as perdas do adaptador de modo não aumentavam com o comprimento, o que significa que provavelmente os *tapers* mais longos estão acoplar mais luz na bainha.



Provavelmente isto deve-se a pequenas deformações ao longo do *taper* de fibra, induzidas pelo processo de produção dos *tapers*. Na realidade os *tapers* mais longos são muito mais difíceis de fabricar, devido às limitações da própria máquina de fabrico. Para fabricar este tipo de *tapers* geralmente trabalha-se no limite da velocidade das carruagens, ou da altura da tocha. Desta forma as perdas de fabrico serão mais elevadas (podendo atingir 0.2 dB), ao invés das perdas produzidas quando operamos a máquina na sua gama de valores de funcionamento regular (aproximadamente 0.01 dB). Também não foi possível fabricar *tapers* com um diâmetro de 104  $\mu\text{m}$  abaixo de 7 mm de comprimento, uma vez que a velocidade das carruagens teria de ser rápida demais para obter os resultados pretendidos. Existe portanto um comprimento com o qual se consegue produzir um *taper* aproximadamente adiabático e com melhores resultados. Para garantir a reprodutibilidade dos *tapers* os parâmetros de fabrico devem funcionar em valores intermédios, sem se aproximarem dos seus valores limite.

Relativamente à qualidade do modo obtida com estes adaptadores do modo fundamental, observa-se que este é aproximadamente constante com uma ecentricidade média de  $0.106 \pm 0.010$ .

Seguidamente, variou-se a velocidade de varrimento da tocha para estudar a sua influência na produção dos adaptadores de modo. Foram fabricados vários *tapers* com diâmetros aproximados de 100 e 104.17  $\mu\text{m}$ , para diferentes velocidades da tocha. A tocha percorre repetidamente um determinado comprimento de fibra com velocidade constante, e assim o aquecimento da fibra ao longo desse comprimento é mais uniforme. Novamente foram monitorizadas as perdas de inserção e a qualidade do modo dos adaptadores de modo fabricados (ver Figura 4.13).



**Figura 4.13** – Gráfico das perdas de inserção em função da velocidade normalizada da tocha (a); gráfico da ecentricidade do modo em função da velocidade normalizada da tocha (b).

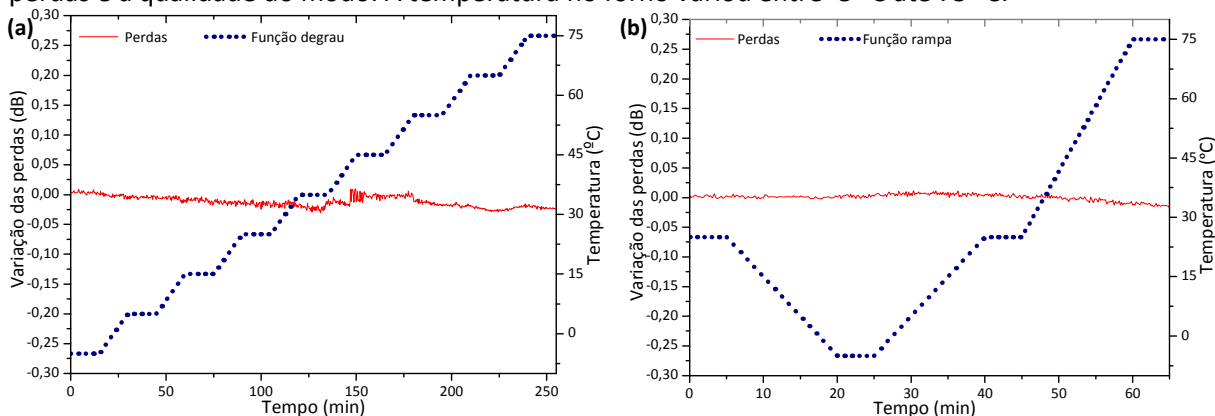
Na Figura 4.13 – (a) verifica-se uma pequena diminuição das perdas do dispositivo com o aumento da velocidade da tocha. Existe apenas um ponto no gráfico que não verifica o comportamento dos restantes, para a velocidade normalizada de 0.7 mm/s e um diâmetro de 104.17  $\mu\text{m}$ . No entanto, como apenas foi fabricado um *taper* nestas condições, não se pode confirmar que este desvio seja sempre verificado, e seria necessário proceder ao fabrico de mais exemplares. Já para os *tapers* com diâmetro de 100  $\mu\text{m}$  este comportamento é sempre verificado. Conforme a velocidade com que a tocha varre a fibra aumenta, o aquecimento ao longo desta é menos localizado. Desta forma, consegue-se produzir *tapers* com uma zona da cintura mais longa, e portanto a transição ao longo do *taper* é mais gradual. Assim a variação do modo fundamental local no *taper* é menos abrupta, existindo menos perdas de luz para a bainha da fibra. Para a velocidade normalizada de 1 mm/s conseguiu-se converter o modo fundamental da fibra HI1060

para a fibra LMA 25/250 com perdas mínimas inferiores a 1 dB ( $\approx 0.98$  dB) após o *recoating* na união das fibras. Antes do *recoating* obtiveram-se perdas de 0.87 dB.

Relativamente à qualidade do modo dos MFAs não se observa qualquer dependência da ecentricidade do modo com a variação da velocidade da tocha. A pequena diferença dos valores da ecentricidade do modo observados devem-se ao erro na sua medição, de 0.02. Para os *tapers* produzidos nestas condições verifica-se no geral que o modo fundamental que se propaga ao longo do adaptador de modo é aproximadamente circular e estável.

De uma forma geral, obtiveram-se resultados satisfatórios da conversão do modo fundamental utilizando um *taper* antes da união das fibras. Para melhores resultados e maior reprodutibilidade destes, os *tapers* fabricados deverão ter um diâmetro da cintura entre 100 e 107  $\mu\text{m}$ , e ser o mais curtos possível, garantindo simultaneamente a adiabaticidade ao longo do perfil do *taper*, utilizando para tal uma velocidade de oscilação da tocha maior que a velocidade de alongamento das carruagens.

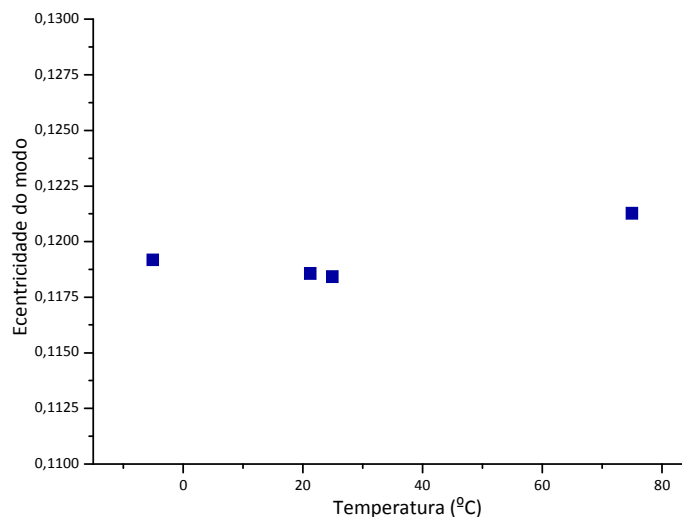
A fabricação de todos os adaptadores de modo, e a respectiva monitorização das perdas e da qualidade do modo foram efectuadas num ambiente controlado, a uma temperatura de 21 °C. Para estudar o comportamento deste componente com a variação da temperatura utilizou-se um dos MFAs fabricados, e colocou-se num forno ao mesmo tempo que se media a variação das perdas e a qualidade do modo. A temperatura no forno variou entre -5 °C até 75 °C.



**Figura 4.14** - Gráfico da variação das perdas e da temperatura (função degrau) em função do tempo (a); gráfico da variação das perdas e da temperatura (função rampa) em função do tempo (b).

Foram realizados dois estudos para caracterização dos adaptadores de modo com a temperatura. Primeiro programou-se uma função no forno para aumentar a temperatura gradualmente de 10 em 10 °C. Depois, de forma a estudar o comportamento do adaptador de modo sob um aumento mais brusco da temperatura num curto espaço de tempo, programou-se o forno para uma subida linear com um declive acentuado. A temperatura aumentou 30 °C (de -5 a 25 °C) em 15 minutos, e aumentou 50 °C (de 25 a 75 °C) em igual tempo. A variação das perdas à saída da fibra LMA, e a respectiva função da temperatura em função do tempo, estão representadas na Figura 4.14 para os dois casos estudados.

A partir das figuras verifica-se que a variação das perdas é praticamente nula. A pequena variação observada ocorre entre 0.01 dB e -0.03 dB, valores que se encontram dentro do limite do erro do medidor de potência utilizado e das flutuações da fonte utilizada. O adaptador de modo apresenta portanto uma elevada estabilidade a alterações da temperatura, mesmo que muito bruscas. A qualidade do modo foi monitorizada à temperatura de 25, -5 e 75 °C. Os resultados obtidos da ecentricidade do modo encontram-se na figura seguinte:

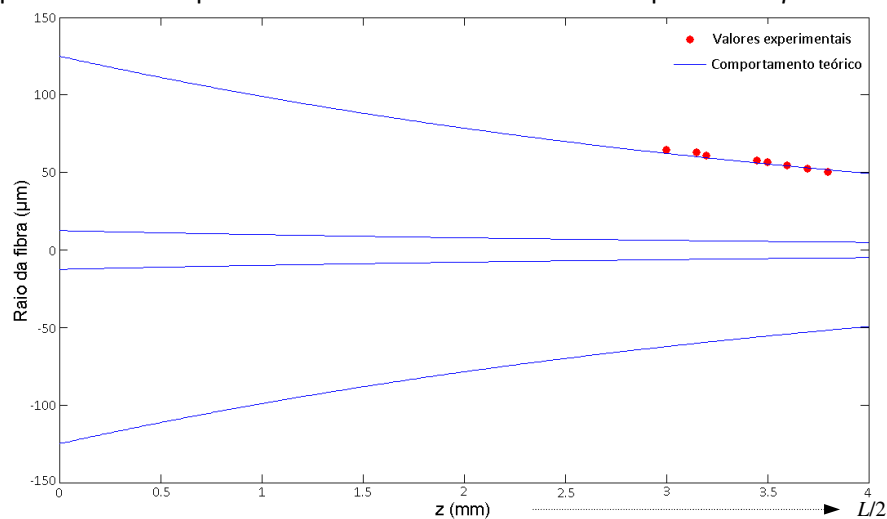


**Figura 4.15** – Gráfico da ecentricidade do modo em função da temperatura.

A variação máxima da ecentricidade do modo, relativamente ao valor medido à temperatura de fabrico (21 °C) e à temperatura de 25 °C, é de 0.028. Este valor é muito pequeno, indicando que o modo fundamental do MFA praticamente não altera com o aumento ou diminuição da temperatura. Ou seja, os adaptadores de modo fabricados podem ser utilizados a diferentes temperaturas e em diferentes ambientes, sem alteração do seu desempenho.

### 4.5.3 Simulação da propagação da radiação no *taper*

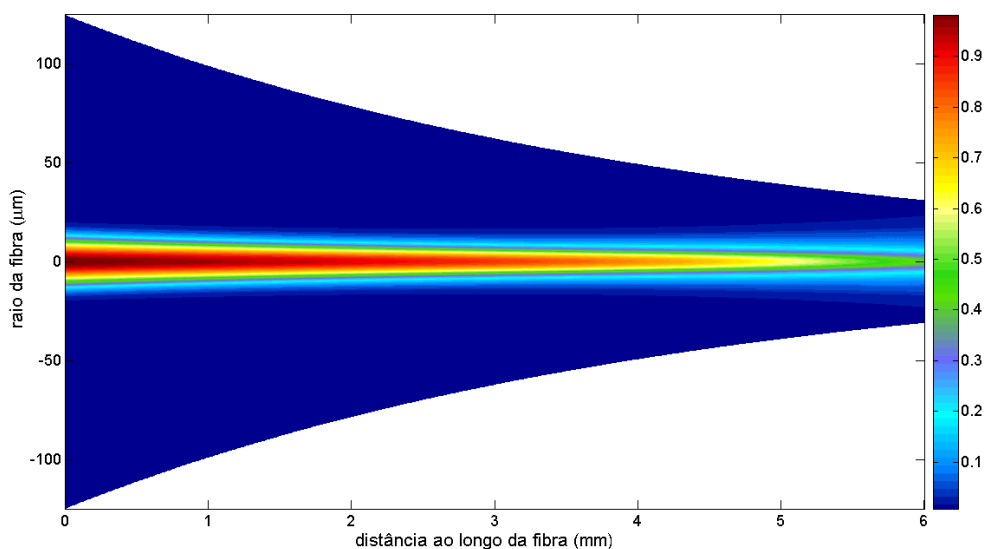
O forma dos *tapers* fabricados foi simulada teoricamente e comparada com os valores experimentais obtidos. O modelo teórico do perfil do *taper* utilizado é o modelo descrito anteriormente na secção 4.4.1 pela expressão ( 4.16 ). Este modelo considera que a forma do *taper* é exponencial, e o raio local em cada posição depende da distância ao longo da transição do *taper* e do comprimento de fibra aquecida,  $\Delta L$ . O valor de  $\Delta L$  é calculado considerando a chama da tocha metade de uma esfera com 11 mm de diâmetro, e altura da tocha à fibra variável. A Figura 4.16 representa metade do comprimento do *taper* fabricado,  $L/2$ . De acordo com esta observa-se que os valores experimentais obtidos coincidem com o perfil do *taper* simulado.



**Figura 4.16** – Perfil simulado do *taper* (linha a azul) e valores experimentais (pontos a vermelho)

Os pontos experimentais variam entre um diâmetro final de 130 e 100  $\mu\text{m}$  para um comprimento total do *taper* respectivo entre 6 e 7.6 mm, ajustando-se aos valores teóricos. Para valores superiores a 130  $\mu\text{m}$  de diâmetro da cintura os dados experimentais não se ajustam aos valores esperados, uma vez que não foi possível fabricar *tapers* com um comprimento inferior a 6 mm. Portanto, todos os *tapers* fabricados com um diâmetro superior a 130  $\mu\text{m}$  apresentaram um comprimento superior a 6 mm, indicando que nestes casos a fibra não ficou perfeitamente presa nas carruagens. Assim, conforme as carruagens se deslocam a fibra é menos esticada, justificando o valor do diâmetro obtido para um comprimento tão elevado. Por exemplo, de acordo com o perfil do *taper* simulado para se obter um *taper* com um diâmetro de 175  $\mu\text{m}$  o comprimento total do *taper* deveria ser aproximadamente 3mm, valor que na prática é impossível de alcançar.

A figura seguinte a evolução da distribuição radial da intensidade normalizada num *taper* em fibra LMA 25/250 para um comprimento de onda de 1064 nm. A distribuição da intensidade do modo fundamental foi simulada resolvendo a equação de onda escalar, para um *taper* em fibra com os mesmos parâmetros do *taper* apresentado na Figura 4.16. A constante de propagação do modo fundamental para cada posição  $z$  do *taper* é calculada. Na simulação da evolução do modo assume-se que existe conservação de energia.



**Figura 4.17** – Evolução do modo fundamental ao longo de um *taper* em fibra LMA 25/250.

Como pode ser observado o tamanho do modo alarga-se ao longo do comprimento do *taper* desde o centro da fibra, e a intensidade do pico diminui.

## 5 Conclusões e trabalho futuro

Durante esta dissertação, foi apresentado o trabalho realizado em duas áreas de investigação distintas; lasers de fibra Q-switched em fibra dopada com Yb<sup>3+</sup> e adaptadores de modo em fibra, ambas com potencial para utilização em sistemas MOPA de alta potência.

Primeiro foi estudado experimentalmente um laser Q-switched de fibra dopada com Yb<sup>3+</sup>, através de uma técnica de Q-switching activo, utilizando um modulador magnetostritivo. O dispositivo modulador, baseado num material magnetostritivo ligado a uma rede de Bragg em fibra, e colocado no interior de uma bobina, permite a modulação do factor de qualidade da cavidade laser através do deslocamento do comprimento de onda de Bragg da FBG. O modulador magnetostritivo, todo construído em fibra, permitiu obter um dispositivo bastante compacto com 20 mm de comprimento e 10 mm de diâmetro externo. Para criar um campo magnético na bobina que permita a modulação das perdas, foi desenhado e construído um circuito eléctrico capaz de aplicar uma onda sinusoidal estável a bobina, com corrente máxima de 500 mA. Neste circuito o aumento da temperatura dos componentes electrónicos é muito reduzido, e por isso a onda aplicada a bobina não altera/degrada as suas características ao longo do tempo, garantindo uma modulação do comprimento de onda de Bragg da FBG idêntico em cada ciclo da onda.

De seguida, montou-se uma cavidade Fabry-Perot, bombeada a 976 nm, na qual foi integrado o modulador magnetostritivo. Para uma potência de bombeamento de 180 mW, foram obtidos impulsos com uma potência de 1.3 W, a uma taxa de repetição de 16 kHz. Através do método de Q-switching activo utilizado foram observados impulsos ópticos até uma taxa de repetição de 105 kHz. Este valor é limitado pelo tempo de resposta da bobina à corrente aplicada. A largura dos impulsos é geralmente superior a 700 ns, podendo chegar a poucos microsegundos para elevadas taxas de repetição. Os impulsos observados apresentam bastantes flutuações na sua amplitude, indicando modulações irregulares da cavidade. Para além disso, a seguir ao impulso principal foram observados múltiplos impulsos de amplitude fraca, resultantes de uma modulação Q-switching muito lenta. É necessário por isso aumentar a velocidade da modulação das perdas na cavidade, de forma a melhorar a qualidade dos impulsos ópticos. Através deste método de Q-switching activo demonstrou-se um laser pulsado bastante compacto e barato, capaz de atingir elevadas potências de pico. No entanto, este método não tem as características necessárias, para poder ser utilizado como fonte de bombeamento de um sistema MOPA, dada a elevada largura e instabilidade dos impulsos gerados.

Seguidamente foi fabricado um adaptador de modo fundamental de uma fibra monomodo HI1060 (5/125 µm) para uma fibra de núcleo largo, com 25 µm de diâmetro, e uma bainha com 25 µm de diâmetro (LMA 25/250). Este adaptador pretendia ter baixas perdas de inserção e preservar o modo fundamental de uma fibra para a outra com elevada estabilidade, sem acoplamento com modos de ordem superior. Na construção deste foram utilizados dois métodos, sendo o primeiro a optimização da união entre estas duas fibras numa máquina de fusão, alterando os parâmetros como o tipo de alinhamento das fibras, a corrente aplicada no arco de fusão, o tempo de aplicação dessa corrente, o número de arcos necessários, o espaçamento entre as duas fibras, entre outros. Foram obtidas perdas de inserção mínimas, de 1.8 dB, e uma excentricidade do modo de aproximadamente 0.22. Com este método o modo fundamental apresentou deformações e fraca estabilidade, podendo-se excitar facilmente modos de ordem superior. Assim sendo, este método não se mostra muito flexível para o propósito para o qual foi construído.

O segundo método de produção envolve o estudo experimental de vários tapers em fibra LMA 25/250, para utilização no conversor de modo. O processo de fabrico dos tapers foi

otimizado, para aumentar a reprodutibilidade destes. O desempenho do adaptador de modo foi estudado para diferentes diâmetros e comprimentos do taper, variando parâmetros como, a velocidade de varrimento da tocha e a velocidade de alongamento das fibras pelas carruagens. Durante o processo de fabrico do adaptador de modo foram monitorizadas as perdas e a qualidade do modo fundamental. Com este método, foram demonstrados adaptadores de modo muito estáveis, com perdas de 0.98 dB e ecentricidade entre 0.095 e 0.11. O tamanho do diâmetro do modo fundamental calculado foi de aproximadamente  $21.9 \pm 0.7 \mu\text{m}$  que se encontra de acordo com o valor simulado. Verificou-se também que as perdas do adaptador aumentavam com o aumento do diâmetro do taper, seguindo o comportamento de uma função de 2º grau. O valor mínimo das perdas foi obtido experimentalmente para diâmetros finais da bainha do taper entre 100 e 107  $\mu\text{m}$ , valor que coincide com o valor calculado teoricamente ( $\sim 107 \mu\text{m}$ ) para existir conservação do brilho ao longo do taper. O perfil longitudinal do taper foi simulado, observando-se um ajuste dos valores experimentais aos teóricos. Foi demonstrado que os tapers mais curtos são mais fáceis de fabricar e resultam em dispositivos mais reprodutíveis e com menos perdas. Verificou-se também que para velocidades de varrimento da tocha mais elevadas, o aquecimento na zona do taper é mais constante, resultando num aumento do desempenho dos adaptadores de modo. Este componente foi sujeito a variações na temperatura numa gama de -5 a 75 °C. As perdas e a qualidade do modo mantiveram-se praticamente inalteradas sem alterações bruscas na temperatura. Assim sendo, o adaptador de modo da fibra HI1060-LMA 25/250 desenvolvido tem características que permitem melhorar a qualidade do feixe em sistemas laser de elevada potencia, nomeadamente os MOPAs.

## 5.1 Trabalho futuro

No laser de fibra Q-switched é necessário desenvolver mais estudos para determinar o fenómeno que leva à geração de instabilidade, e assim permitir controlar os impulsos gerados de forma a torná-los mais úteis para aplicações reais. O tempo de resposta do modulador deve ser melhorado, para permitir uma modulação mais rápida das perdas na cavidade. Para tal, deve-se utilizar uma resistência e um condensador em paralelo no circuito modulador, para diminuir o tempo de resposta da bobina. Desta forma, a taxa de repetição máxima dos impulsos não é limitada pela parte electrónica, mas apenas pela resposta em frequência do Terfenol-D. A frequência máxima a que este material pode operar é inversamente proporcional à sua área da secção cruzada, e assim pode ser aumentada utilizando um pedaço de Terfenol-D com uma secção cruzada menor. É necessário fabricar redes de Bragg apodizadas, com uma largura espectral mais reduzida, para se aumentar o factor de qualidade da cavidade, de forma a não ser necessário deslocar tanto a FBG do modulador para obter impulsos Q-switching e aumentar a rapidez da modulação. Para além disso, as FBGs devem estar inicialmente sintonizadas, na presença de um campo magnético nulo, para diminuir também o tempo de resposta do material magnetostritivo à aplicação de corrente. Através destas melhorias, será possível aumentar o desempenho do modulador, e obter impulsos ópticos mais curtos, mais estáveis e com maior potência de pico. O modulador magnetostritivo deve ser caracterizado de forma mais rigorosa e completa, utilizando um laser sintonizável de espectro estreito para iluminar a FBG. Desta forma consegue-se medir dinamicamente a modulação deste.

Dada a necessidade de lasers em fibra de elevada potência, pode-se fazer a implementação da configuração do laser Q-switched investigado, utilizando fibra de dupla bainha dopada com Yb<sup>3+</sup>.

Relativamente aos adaptadores de modo, devem ser desenvolvidas simulações do seu comportamento, que permitam melhorar o processo de produção e o desempenho deste

componente. Para a produção dos *tapers* deve ser montado um esquema utilizando uma câmara e um microscópio que permitam monitorizar com precisão o tamanho do diâmetro do *taper* e o seu perfil, durante o processo de fabrico.

## Publicações submetidas em conferências

1. A. Alves e R. Romero, “Mode Field Adapters for application in High Power Fiber Lasers”, apresentação oral no evento XVII International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers & High Power Lasers 2008, Lisboa, Portugal, 2008. [Capítulo 4 na dissertação]
2. A. Alves e J. Sousa, “Q-switched Yb-doped fiber laser using a Bragg grating magnetostrictive modulator”, apresentação de um Poster no evento Física 2008, 16ª Conferência Nacional de Física e 17º Encontro Ibérico para o Ensino da Física, Lisboa, Portugal, 2008. [Capítulo 3 na dissertação]

## Referências

- [1] V. Dominic *et al.*, “110W fibre laser”, *Electronics Letters*, vol. 35, no. 14, pp. 1150-1160, 1999.
- [2] J. A. Alvarez-Chavez *et al.*, “High-energy, high-power ytterbium-doped Q-switched fiber laser”, *Optics Letters*, vol. 25, no. 1, pp. 37-39, 2000.
- [3] Y. X. Fan *et al.*, “Tunable high-peak-power, high-energy hybrid Q-switched double-clad fiber laser”, *Optics Letters*, vol. 29, no. 7, pp. 724-726, 2004.
- [4] R. Bello-Doua, J. Saby e F. Salin, “Very high efficiency, high peak power, nanosecond fiber lasers”, *OSA, Advanced Solid-State Photonics Technical Digest on CD-ROM*, 2007.
- [5] I. X. Fan *et al.*, “105-kW Peak-Power Double-Clad Fiber Laser”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 5, pp. 652-654, 2003.
- [6] P. Pérez-Millán *et al.*, “Q-switched all-fiber laser based on magnetostriction modulation of a Bragg grating”, *Optics Express*, vol. 13, no. 13, pp. 5046-5051, 2005.
- [7] F. P. Payne e C. D. Hussey, “Fibre-taper devices”, pp. 845-851, 1987.
- [8] J. A. Alvarez-Chavez *et al.*, “Mode selection in high power cladding pumped fibre lasers with tapered section”, *CLEO, Lasers and Electro-Optics*, pp. 247-248, 1999.
- [9] E. Snitzer, “Optical maser action in Nd<sup>3+</sup> in a Barium crown glass”, *Physical Review Letters*, vol. 7, no. 12, pp. 444-446, 1961.
- [10] C. A. Burrus e J. Stone, “Nd<sup>3+</sup>-doped SiO<sub>2</sub> lasers in a end-pumped fiber geometry”, *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 7, 388-389, 1973.
- [11] S. B. Poole, D. N. Payne e M. Fermann, “Fabrication of low loss optical fibres containing rare earth ions”, *Electronics Letters*, vol. 21, no. 17, pp. 737-738, 1985.
- [12] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Juancey e D. N. Payne, “Low-noise Erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm”, *Electronics Letters*, vol. 23, no. 19, 1026-1028, 1987.
- [13] H. W. Etzel, H. W. Gandy e R. J. Ginther, “Stimulated emission of infrared radiation from ytterbium-activated silica glass”, *Applied Optics*, vol. 1, pp. 534, 1962.
- [14] M. J. F. Digonnet, *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Marcel Dekker, 2ª edição, 2001.
- [15] J. Alvarez-Chavez, “High-power Fiber Lasers”, Tese de Doutorado, Faculty of Engineering and Applied Science, Department of Electronics and Computer Science, Optoelectronics Research Centre, 2003.
- [16] W. Guan, “High-Power Fiber Lasers: Recent Advances”, Tese de Mestrado, Institute of Optics, University of Rochester, 2005.
- [17] L. Zenteno, “High-Power Double-Clad Fiber Lasers”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, no. 9, pp. 1435-1446, 1993.
- [18] C.C. Renauld, *et al.*, “7.7 mJ pulses from a large core Yb-doped cladding pumped Q-switched fibre laser”, *CLEO '01, Technical Digest, USA*, 2001.
- [19] Y. Jeong *et al.*, “120-W Q-switched cladding-pumped Yb-doped fibre laser”, *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe 2003, CLEO/Europe*, 2003.
- [20] J. Y. Huang, H. C. Liang, K. W. Su e Y. F. Chen, “High power passively Q-switched ytterbium fiber laser with Cr<sup>4+</sup>:YAG as a saturable absorber”, *Optics Express*, vol. 15, no. 2, pp. 473-479, 2007.
- [21] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, 1986.
- [22] P. W. Milonni e J. H. Eberly, *Lasers*, Wiley-Interscience, 1988.
- [23] V. V. Dvoryin, V. M. Mashinsky e E. M. Dianov, “Yb-Bi Pulsed Fiber Lasers”, *Optics Letters*, vol. 32, no. 5, pp. 451-453, 2007.



- [24] A. Piper, A. Malinowski, K. Furusawa e D. J. Richardson, "High-power, high-brightness, mJ Q-switched ytterbium-doped fibre laser", *Electronics Letters*, vol. 40, no. 15, pp. 928-929, 2004.
- [25] S. Maryashin, A. Unt, e V. P. Gapontsev, "10-mJ pulse energy and 200 W average power Yb-doped fiber laser", *Proceedings of SPIE*, vol. 6102, (IPG Laser GmbH), Germany, 2006.
- [26] P. R. Morkel, K. P. Jedrzejewski, E. R. Taylor e D. N. Payne, "Short-Pulse, High-Power Q-switched Fiber Laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, no. 6, pp. 545-547, 1992.
- [27] Y. Kaneda, *et al.*, "Single-frequency, all-fiber Q-switched laser at 1550-nm", *OSA Topical Meeting on Advanced Solid-State Photonics 2004*, 2004.
- [28] O. Svelto, *Principles of Lasers*, Plenum Press, 2ª edição, 1986.
- [29] D. W. Huang, W. F. Lui e C. C. Yang, "Actively Q-Switched All-Fiber Laser with a Fiber Grating of Variable Reflectivity", *Optical Fiber Communication Conference*, vol. 2, pp. 224-226, USA, 2000.
- [30] M. Delgado-Pinar *et al.*, "Q-switching of an all-fiber laser by acusto-optic modulation of a fiber Bragg grating", *Optics Express*, vol. 14, no. 3, pp. 1106-1112, 2006.
- [31] A. Chandonnet e G. Larose, "High-power Q-switched erbium fiber laser using an all-fiber intensity modulator", *Opt. Eng.*, vol. 32, pp. 2031-2035, 1993.
- [32] T. Imai, T. Komukai, T. Yamamoto e M. Nakazawa, "A wavelength tunable Q-switched erbium doped fiber laser with fiber Bragg grating mirrors", *Jpn. Journal of Applied Physics*, 35 (Parte 2), L1275-L1277, 1996.
- [33] N. A. Russo *et al.*, "High-efficiency Q-switched erbium fiber laser using a Bragg grating-based modulator", *Optics Communications*, Elsevier, vol. 210, pp. 361-366, 2002.
- [34] L. Luo e P. L. Chu, "Passive Q-switched erbium-doped fibre laser with saturable absorber", *Optics Communications*, vol. 161, pp. 257-263, 1999.
- [35] N. Haramoni, "Sistema de interrogação de redes de Bragg utilizando laser EDF sintonizado mecanicamente", *Tese de Mestrado*, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 2007.
- [36] J. Y. Allain *et al.*, "Ytterbium-doped silica fibre laser with intracore Bragg gratings operating at 1.02  $\mu\text{m}$ ", *Electronics Letters*, vol. 32, pp. 309-310, 1993.
- [37] A. Othonos, "Fiber Bragg Gratings", *Invited Review paper, Review of Scientific Instruments*, vol. 68, no. 12, pp. 4309-4341, 1997.
- [38] X. P. Cheng *et al.*, "Influence of Sidelobes on Fiber-Bragg-Grating-Based Q-switched Fiber Laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 20, pp. 1646-1648, 2007.
- [39] V. Mizrahi e J. E. Sipe, "Optical Properties of Photosensitive Fiber Phase Gratings", vol. 11, no. 10, pp.1513-1517, 1993.
- [40] J. Albert *et al.*, "Apodisation of the spectral response of fibre Bragg gratings using a phase mask with variable diffraction efficiency", vol. 31, no. 3, pp. 222-223, 1995.
- [41] M. J. Cole *et al.*, "Moving fibre/phase mask-scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase mask", *Electronics Letters*, vol. 31, no. 17, pp. 1488-1490, 1995.
- [42] Etrema Products, Inc., <http://www.etrema-usa.com/>.
- [43] J. L. Cruz *et al.*, "Fibre Bragg gratings tuned and chirped using magnetic fields", *Electronics Letters*, vol. 33, no.3, pp. 235-236, 1997.
- [44] J. R. Lee, H. Tsuda e B. Y. Koo, "Single-mode fibre optic Bragg grating sensing on the base of birefringence in surface-mounting and embedding applications", *Optics & Laser Technology*, Elsevier, vol. 39, pp. 157-164, 2005.
- [45] H. Storoy e K. Johannessen, "Glue induced birefringence in surface mounted optical fibres", *Electronics Letters*, vol. 33, no. 9, pp. 800-801, 1997.
- [46] P. Horowitz e W. Hill, *The Art of Electronics*, Cambridge University Press, 2ª edição, 1989.
- [47] M. K. Chun e J. T. Bischoff, "Multipulsing Behavior of Electrooptically Q-Switched Lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-8, no. 8, pp. 715-716, 1972.
- [48] R. Hornreich, H. Rubinstein e R. Spain, "Magnetostriptive Phenomena in Metallic Materials and Some of Their Device Applications", *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. MAG-7, no.1, pp. 29-48, 1971.
- [49] J. Restorff, H. Savage, A. Claeck e M. Wun-Fogle, "Preisach modelling of hysteresis in Terfenol", *Journal Applied Physics*, vol. 67, no. 9, pp. 5016-5018, 1990.
- [50] P. Myslinski, J. Chrostowski, J. A. Koningstein e J. R. Simpson, "Self-mode locking in a Q-switched erbium-doped fiber laser", *Applied Optics*, vol. 32, no. 3, pp. 286-290, 1993.
- [51] M. Dapino, F. Calkins e A. Flatau, "On identification and analysis of fundamental issues in Terfenol-D transducer modeling", *Proceedings of SPIE Smart Structures and Materials*, vol. 3329, pp. 185-197, 1998.
- [52] V. Gapontsev e W. Krupke, "Fiber laser grow in power", *Laser Focus World*, vol. 38, no.8, 2002.
- [53] J. Limpert, T. Schreiber e A. Tünnermann, "Fiber based high power laser systems", <http://www.rp-photonics.com/highpowerfiberlasers.html>.
- [54] M. E. Fermann, "Single-mode excitation of multimode fibers with ultrashort pulses", vol. 23, no. 1, pp. 52-54, 1998.

- [55] S. Ramachandran *et al.*, "Light propagation with ultralarge modal areas in optical fibers", *Optics Letters*, vol. 31, no. 12, pp. 1797-1799, 2006.
- [56] L. Dong, J. Li e X. Peng, "Bend-resistant fundamental mode operation in ytterbium-doped leakage channel fibers with effective areas up to 3160  $\mu\text{m}^2$ ", *Optics Express*, vol. 14, no. 24, pp. 11512-11519, 2006.
- [57] J. M. Oh *et al.*, "Increased amplifier efficiency by matching the area of the doped fiber regions with the fundamental fiber mode", *Optical Fiber Communication Conference*, 2006.
- [58] R. A. Jarvis, "Photosensitive Optical Waveguide Devices and Materials", Tese de Doutorado, University of Southampton, The Australian National University, Research School of Physical Sciences and Engineering, 2002.
- [59] C. P. Botham, "Theory of tapering single-mode optical fibres by controlled core diffusion", *Electronics Letters*, vol. 24, no. 4, pp. 243-245, 1988.
- [60] J. S. Harper, C. P. Botham e S. Hornung, "Tapers in single-mode optical fibre by controlled core diffusion", *Characteristics of thermally expanded core fiber*, *Electronics Letters*, vol. 24, no. 4, pp. 245-246, 1988.
- [61] H. Hanafusa, M. Horiguchi e J. Noda, "Thermally-diffused expanded core fibres for low-loss and inexpensive photonic components", *Electronics Letters*, vol. 27, no. 21, pp. 1968-1969, 1991.
- [62] A. C. Boucouvalas e G. Georgiou, "Tapering of single-mode optical fibers", *Inst. Elect. Eng. Proc.*, vol. 133, no. 6, pp. 385-392, 1986.
- [63] F. Wijnands *et al.*, "Design of Adiabatic Spot-Size Converter Lasers", *Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, IEEE*, 1998.
- [64] M. Faucher e Y. K. Lize, "Mode Field Adaptation for High Power Fiber Lasers", *CLEO'07, Baltimore*, 2007.
- [65] F. Gonther, *et al.*, "High-power All-Fiber components: The missing link for high power fiber lasers", *Proceedings of SPIE 5335*, pp. 266-276, 2004.
- [66] E. Pone, X. Daxhelet e S. Lacroix, "Refractive index profile of fused-tapered fiber couplers", *Optics Express*, vol. 12, no. 13, pp. 2909-2918, 2004.
- [67] A. J. Fielding, K. Edinger e C. C. Davis, "Experimental Observation of Mode Evolution in Single-Mode Tapered Optical Fibers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 19, pp. 1649-1656, 1999.
- [68] J. Villatoro, D. M. Hernández e E. Mejía, "Fabrication and modeling of uniform-waist single-mode tapered optical fiber sensors", *Applied Optics*, vol. 42, no. 13, pp. 2278-2283, 2003.
- [69] K. Kim e K. Oh, "All-fiber spot-size transformer for efficient free-space optical interconnecting devices", *Applied Optics*, vol. 42, no. 31, pp. 6261-6266, 2003.
- [70] R. Keil, E. Klement, K. Mathyssek e J. Wittman, "Experimental investigation of beam spot size radius in single-mode fiber tapers", *Electronics Letters*, vol. 20, no. 15, pp. 621-622, 1984.
- [71] K. P. Jedrzejewski *et al.*, "Tapered-beam expander for single-mode optical-fibre gap devices", *Electronics Letters*, vol. 22, no. 2, pp. 105-106, 1986.
- [72] S. Lacroix, R. Bourbonnais, F. Gonther e J. Bures, "Tapered monomode optical fibers: understanding large power transfer", *Applied Optics*, vol. 25, no. 23, pp. 4421-4425, 1986.
- [73] T. A. Birks, W. J. Wadsworth e P. St. Russell, "Supercontinuum generation in tapered fibers", *Optics Letters*, vol. 25, no. 18, pp. 1415-1417, 2000.
- [74] D. B. Mortimore e J. V. Wright, "Low-loss joints between dissimilar fibres by tapering fusion splices", vol. 2, no. 6, pp. 318-319, 1986.
- [75] A. Ishikura, Y. Kato e M. Miyauchi, "Taper splice method for single-mode fibers", *Applied Optics*, vol. 25, no. 19, pp. 3460-3465, 1986.
- [76] Y. Yang *et al.*, "Fabrication and implementation of a multi-to-single mode converter based on a tapered multimode fiber", *Optics Communications*, Elsevier, vol. 249, pp. 129-137, 2005.
- [77] Polymicro Technologies, *The Book of Polymicro Technologies*, 2001.
- [78] J. D. Love *et al.*, "Tapered single-mode fibres and devices Part 1: Adiabaticity criteria", *IEEE Proceedings-J*, vol. 138, no. 5, pp. 343-354, 1991.
- [79] S. Farwell, "Fused Tapered Fibre Optics Devices", Tese de Doutorado, University of Southampton, Faculty of Engineering and Applied Science, Department of Electronics and Computer Science, 1997.
- [80] J. D. Love e W. M. Henry, "Quantifying loss minimisation in single-mode fibre tapers", *Electronics Letters*, vol. 22, no. 17, pp. 912-914, 1986.
- [81] J. Love, "Spot size, adiabaticity and diffraction in tapered fibres", *Electronics Letters*, vol. 23, no. 19, pp. 993-994, 1987.
- [82] D. Gloge, "Weakly Guiding Fibers", *Applied Optics*, vol. 10, no. 10, pp. 2252-2258, 1971.
- [83] A. W. Snyder e J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Chapman and Hall Ltd, 1983.
- [84] M. Monerie, "Propagation in Doubly Clad Single-Mode Fibers", *IEEE, Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-18, no. 18, pp. 535-542, 1982.
- [85] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill International Editions, Electrical Engineering Series, 3ª edição, 2000.
- [86] R. Kenny, T. Birks e K. Oakley, "Control of optical fibre taper shape", vol. 27, no. 18, pp. 1654-1656, 1991.
- [87] T. A. Birks e Y. W. Li, "The Shape of Fiber Tapers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 1, no. 4, pp. 432-438, 1992.